TOME 14. N° 2. FÉVRIER 1953.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE

ET

LE RADIUM

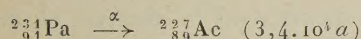
ÉTUDE DES RAYONNEMENTS γ ACCOMPAGNANT LA TRANSMUTATION ${}^{231}_{91}\mathrm{Pa} \xrightarrow{\alpha} {}^{227}_{89}\mathrm{Ac}$

Par PAUL FALK-VAIRANT et MICHEL RIOU,

Laboratoire Curie, Institut du Radium, Paris.

Sommaire. — Mesure des rayonnements γ par absorption simple et absorption sélective; mesure, au moyen d'un spectographe semi-circulaire, des raies électroniques de conversion. Comparaison avec les données de la structure fine α et discussion du schéma des niveaux de ${}^{227}_{89}\mathrm{Ac}$.

1. **Historique.** — Un assez grand nombre de travaux ont été effectués sur les rayonnements émis lors de la désintégration



$${}^{231}_{91}\mathrm{Pa} \xrightarrow{\alpha} {}^{227}_{89}\mathrm{Ac} \quad (3{,}4.10^4\,a)$$

montrant que celle-ci est très complexe.

Dès 1928, L. Meitner [1] a étudié le spectre magnétique des électrons de conversion : les nombreuses raies observées permettaient de conclure à l'existence certaine d'au moins trois raies γ de 95, 294 et 323 keV. E. Haggstrom [2] a repris l'étude par spectrographie magnétique et retrouvé les mêmes résultats.

J. Teillac [3] a étudié récemment les électrons de basse énergie, par la méthode de Wilson : il observe trois groupes de 24, 36 et 46 keV; il interprète les deux premiers groupes comme les raies de conversion dans les couches L et M d'une raie γ d'énergie comprise entre 41 et 44 keV et le troisième groupe comme la raie de conversion dans la couche L d'une raie γ de 66 keV.

Les travaux sont moins nombreux sur les rayonnements γ : Studier, cité par Seaborg et Perlman [4], observe par absorption dans le plomb un rayonnement de 308 keV. Par ailleurs, Scharff, Goldhaber et Mac Known [5] ont isolé par compteur proportionnel et écrans sélectifs une raie γ de 27 keV et mis en évidence le spectre L de Ac; ils suggèrent que la raie électronique de 24 keV observée par Teillac est due à la conversion dans la couche M de cette raie γ. Mais, comme l'existence de la raie γ de 40 keV environ semble certaine, il faudrait admettre que la raie électronique de 24 keV a une origine double.

D'autre part, Prohaska [6] a étudié par compteurs à scintillations et compteurs proportionnels les coïncidences rayons α-électrons. Avec l'amplificateur utilisé, ayant un temps de résolution de quelques 10^{-7} s, il observe des coïncidences α-électrons de 300 keV avec une intensité de 23 pour 100 par rayon α; α-γ (ou photons K) de 87 keV (1,9 pour 100 par rayon α), α-électrons de 200 keV (6,6 pour 100 par rayon α) et α-électron de 60 keV (4 pour 100 par rayon α).

Enfin, l'étude de la structure fine α a été faite par Rosenblum, Cotton et Bouissières [7], [8] à l'aide de l'aimant permanent de Bellevue : ces auteurs observent six raies, ce qui montre bien la complexité de la désintégration.

Nous exposerons ici les résultats que nous avons pu obtenir sur les rayonnements γ et X [9]; sur les électrons de conversion [10]; la comparaison avec les autres résultats expérimentaux et l'interprétation du schéma de désintégration qui en découle.

2. **Étude des rayonnements** γ **et X.** — Nous avons étudié [8] l'énergie et l'intensité des rayonnements électromagnétiques émis lors de la désintégration par la méthode d'absorption simple et sélective suivant une méthode déjà décrite [9]. Pour détecter les rayonnements d'énergie inférieure à 100 keV, nous avons utilisé des compteurs en bout, remplis de mélanges xénon (20 cmHg) + xylène (0,7 cm Hg) ayant un rendement d'environ 4 pour 100 à 100 keV et de 30 pour 100 à 15 keV. Pour les rayonnements plus énergiques, nous avons utilisé des compteurs cylindriques en magnésium fabriqués par le C. E. A. entourés d'une feuille de plomb de 180 mg/cm². La source était placée à quelques centimètres du compteur et le rayonnement canalisé par des diaphragmes de plomb; les rayonnements

électroniques étaient éliminés par un champ magnétique de 1700 gauss ou par des écrans.

Nous avons disposé de deux sources, l'une contenant 0,42 mg de Pa, l'autre 2,1 mg, soit respectivement de 0,019 et 0,098 mC. Ces sources qui ont été préparées par G. Bouissières étaient constituées d'oxyde de protactinium presque pur, soigneusement privé des dérivés radioactifs, si bien que pendant la durée de notre étude, un mois environ, les rayonnements γ émis étaient dus seulement à ^{231}Pa. La méthode de purification très laborieuse a été exposée récemment par Bouissières et Haïssinsky [11].

Nous avons étudié avec ces deux sources les courbes d'absorption des rayonnements électromagnétiques dans le cuivre et le plomb; ces courbes permettent de séparer les composants suivants :

Coeff. d'absorption (en cm²/g)	Pb...	0,375	4,8	–	–
	Cu...	0,11	0,75	14,4	72
Énergie (en keV)........		300 ± 10	100 ± 10	27	15

Nous avons employé la méthode d'absorption sélective pour préciser l'énergie des composantes d'énergie inférieure à 100 keV. En étudiant l'absorption dans des écrans composés des éléments 92, 90, 83, 82, 81 et 80, on peut séparer deux groupes d'énergie comprise entre les discontinuités K de 90 et 83, 82 et 81, soit

$$100 \pm 9,5 \text{ keV} \quad \text{et} \quad 86,8 \pm 1,2 \text{ keV}.$$

Le premier groupe peut comprendre, d'une part la raie γ de 95 keV suivant Meitner ou de 102 keV suivant l'étude récente des électrons de conversion (*voir* plus loin) et, d'autre part, les raies $K\alpha_1$ (91 keV), $K\beta_3$ (102 keV), $K\beta_1$ (103 keV) et $K\beta_2$ (106 keV) de l'actinium, élément formé par la désintégration; le deuxième groupe correspondrait à la raie $K\alpha_2$ (88 keV). Ces raies K doivent être excitées par la conversion interne des raies γ d'énergie supérieure à la discontinuité K de l'actinium (107 keV). Les mesures permettent d'obtenir le rapport d'intensité

$$\frac{100 \pm 9,5}{86,8 \pm 1,2} \text{ keV} = 2,5 \pm 0,8.$$

Il faut remarquer que le rapport $\frac{K\alpha_1 + K\beta}{K\alpha_2}$ est égal à 3, d'après les données sur les intensités des rayonnements K émis par les atomes lourds [12], ce qui tendrait à montrer que l'intensité du rayonnement γ de 100 keV est nettement inférieure à celle du rayonnement K. Nous reviendrons sur ce point par la suite.

Les raies γ de 82, 63, 57, 38 et 33 keV suggérées par les études sur les électrons de conversion n'ont pu être observées par absorption sélective, sans doute parce que leur intensité est trop faible.

L'étude avec les éléments 42 à 56 (écrans de 70 mg/cm²) ne laisse apparaître qu'une raie intense entre les discontinuités K des éléments 48 et 50, raie qui avait été mieux isolée par Scharff, Goldhaber et Mac Known [5] avec les éléments 48 et 49 (27,3 ± 0,6 keV) et qui correspond bien au groupe indiqué par absorption dans le cuivre (1).

Enfin, pour analyser le rayonnement de 15 keV, nous avons étudié l'absorption dans les éléments 29 à 40 (écrans de 7 à 15 mg/cm²), ce qui nous a permis d'observer des raies se plaçant entre les discontinuités K des éléments 33 et 34, d'une part, 34 et 38, d'autre part, soit en énergie

$$12,27 \pm 0,42 \text{ keV} \quad \text{et} \quad 14,45 \pm 1,75 \text{ keV}.$$

Le premier groupe peut être constitué par les raies $L\alpha$ de l'actinium, le deuxième par les raies $L\beta$, ces raies étant émises à la suite de l'excitation de la couche L par conversion interne, mais l'examen du schéma de désintégration [7] conduit à prévoir l'existence d'une raie γ de 13 ou 15 keV qui pourrait se placer dans l'un ou l'autre groupe. Nos mesures conduisent au rapport d'intensité

$$\frac{14,45 \pm 1,75}{12,27 \pm 0,42} \text{ keV} = 1,2 \pm 0,4.$$

En tenant compte, comme il a été indiqué par ailleurs [9], de l'intensité des sources, du rendement des compteurs, de l'angle solide et de l'absorption des rayonnements dans la matière, on obtient pour chaque groupe de rayonnements les nombres de photons émis par 100 désintégrations figurés dans le tableau ci-dessous :

Tableau I.

Nombre de photons par 100 *désintégrations de* ^{231}Pa.

Rayonnement (keV)..	300	100	27	15
Intensité............	4 ± 1	2,5 ± 0,5	9 ± 2	36 ± 5

3. **Étude des électrons de conversion.** — La mesure des raies électroniques a été faite au moyen d'un spectographe β semi-circulaire [13] à aimant permanent.

La source, de 9.10^{-3} mg de Pa, a été préparée par M. G. Bouissières, par électrolyse spontanée d'une solution fluorhydrique [14] sur un support de berylium de 10 mm × 1 mm.

Le détecteur était formé par des plaques à émulsion nucléaire Ilford G 5 traitées spécialement par le fabricant pour supporter un séjour prolongé dans le vide. Les raies étaient observées par le noircissement total et non par les traces individuelles des électrons. Pour l'exploration des raies d'énergie supérieure à 70 keV, nous avons employé des plaques de 100 μ développées avec le révélateur ID 19 dilué trois fois; pour les raies de basse énergie, nous avons employé des plaques de 25 μ développées à l'azol.

(2) L'étude de Scharf-Goldhaber et Mac Known a permis de séparer trois groupes d'énergie correspondant bien aux raies L_α, L_β, L_γ. On ne peut donc en déduire une indication sur l'existence de la raie γ.

Nous avons fait quatre poses de 15 jours chacune avec des champs magnétiques de 412,6; 293,6; 198,2 et 134,3 Œrstedts.

L'étalonnage du champ magnétique est fait avec les raies F ($H\rho$ = 1388) et I ($H\rho$ = 1752) du ThB, avec une précision de 1 pour 1000.

Les intensités relatives sont *très approximatives* du fait qu'elles sont mesurées visuellement et que l'on ne connaît pas avec précision la loi de noircissement des émulsions nucléaires en fonction de l'énergie des particules; (l'efficacité des plaques semble varier suivant le temps de pose, le révélateur employé et la série de plaques utilisées).

La précision sur la détermination de l'énergie est de 2 à 4 pour 100 pour les raies peu intenses ($i \leq 2$) et de 1 à 2 pour 100 pour les autres.

Nous donnons dans le tableau II la liste des

TABLEAU II.

Raies de conversion de Pa $\xrightarrow{\alpha}$ Ac.

$H\rho$ (gauss-cm).	Énergie des électrons (keV).	Intensité relative.	Niveau.	Énergie du rayonnement γ (keV).
2 250......	*335	1	L	357
2 195......	324	1	M	331
2 140......	311	10	L	331
2 080......	296	7	M	301
2 015......	281	20	L	301
1 997......	276	5	K	383
1 884......	251	10	K	357
1 825......	*238	4	L	259
1 764......	225	60	K	331
1 619......	194	100	K	301
1 537......	*177	5	L	198
1 504......	*170	5	–	–
1 412......	*152	10	K	259
1 319......	*135	5	–	–
1 265......	*125	1	–	–
1 098......	96,9	2	M	102
1 065......	*91,5	1	K	198
1 030......	*86,1	2	L_{III}	102
1 010......	*83,0	1	L_{II}	102
996,0....	*80,6	1	N	82,3
973,5....	*77,5	–	M	82,3
870,4....	*62,3	–	L_I	82,3
839,1....	*59,0	–	M	63,5
790,0....	*52,2	–	M	56,9
751,6....	*47,5	–	L_{III}	63,5
724,6....	*44,3	–	L_{II}	63,5
696,8....	*41,1	–	L_{III}	56,9
666,5....	*37,7	–	L_{II}	56,9
621,0....	*32,9	–	M	38,0
576,0....	*28,4	–	M	33,6
538,0....	*24,9	–	–	–
506,8....	*22,1	–	L_{III}	38,0
481,7....	*20,0	–	–	–
456,7....	*18,0	–	L_I	38,0
398,5....	*13,8	–	L_I	33,6

* Raies nouvelles.

raies obtenues et leur interprétation possible. La précision des mesures ne permet pas de distinguer certains sous-niveaux L, M, N. Pour ces niveaux, nous n'avons pas fait figurer d'indice.

TABLEAU III.

Raies γ de Pa $\xrightarrow{\alpha}$ Ac.

Raies γ (keV).	Raies électroniques observées.
*383....................	K
*357....................	K, L
331....................	K, L, M
301....................	K, L, M
*259....................	K, L
198....................	K, L
102....................	L_{II}, L_{III}, M
*82,3..................	L_I, M, N
*63,5..................	L_{II}, L_{III}, M
*56,9..................	L_{II}, L_{III}, M
38,0..................	L_I, L_{III}, M
*33,6..................	L_I, M

*Raies nouvelles.

De l'étude des tableaux II et III découlent les remarques suivantes :

a. Les raies de forte intensité correspondent généralement aux raies données par L. Meitner. Pourtant, dans la détermination des $H\rho$, nous obtenons des valeurs supérieures d'environ 2,5 pour 100.

b. Les raies de 170 et 135 keV paraissent diffuses sur les clichés et pourraient être formées par la superposition de deux raies d'énergies voisines.

c. Les raies d'énergie inférieure à 83 keV donnent sur les clichés des noircissements du même ordre. Le fait que pour ces raies ont ait employé des émulsions de 25 μ et un révélateur différent ne permet pas de comparer leur intensité avec celle de la raie de 194 keV.

d. L'interprétation des raies de très basse énergie présente une sérieuse ambiguïté. En effet, les raies de 24,9 et 20,0 keV pourraient être les raies N et M_I de la raie γ de 27 keV, mais la raie de 20,0 keV peut également correspondre à la raie L_{II} de la raie γ de 38,0 keV (²).

e. Nous verrons plus loin qu'il est difficile de placer dans le schéma donné par la structure fine les raies γ de 259, 82,3 et 33,6 keV. Pour cette dernière le fait que les raies de conversion correspondantes tombent dans un domaine d'énergie où l'interprétation offre des difficultés, permet de mettre en doute son existence.

4. **Discussion du schéma de désintégration.** — On peut comparer l'énergie des raies γ mises en

(²) Remarquons que dans le premier cas on devrait observer les raies L dues à la conversion de la raie γ de 27 keV au voisinage de 7 keV. Or, actuellement, il n'a pas été possible de détecter des raies dont l'énergie est inférieure à 10 keV. Un travail en cours essaie de résoudre ce problème.

évidence par spectrographie magnétique, aux niveaux excités de $^{227}_{89}$Ac donnés par la mesure de la structure fine α (tableau IV).

TABLEAU IV.

N°.	Spectrographie magnétique (keV). α.	β.
5	391	383
4	329	331
3	208	198
2	107	102
1	40	38,0
0	0	0

La précision sur l'énergie donnée par la structure fine est difficile à évaluer, cependant on peut l'estimer à 5 pour 100 environ.

On voit que pour chaque niveau donné par la structure fine, on a trouvé un rayonnement γ correspondant. Ce schéma de niveaux permet également d'interpréter le rayonnement de 64 keV (transition 2 → 1) et peut-être celui de 57 keV (transition 5 → 4) (3).

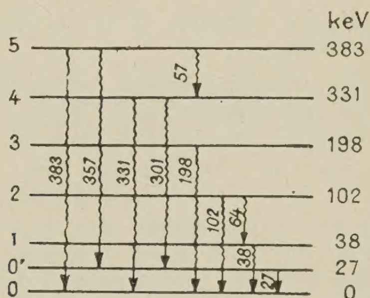


Fig. 1. — Schéma des niveaux de ^{227}Ac.

D'autre part, la mise en évidence par la méthode d'absorption du rayonnement γ de 27 keV très intense permet de supposer qu'il existe un niveau à 27 keV du niveau fondamental (0') et d'interpréter les rayonnements de 357 et 301 keV comme étant dus aux transitions (5 → 0') et (4 → 0') (4).

Nous n'avons pas trouvé d'interprétation satisfaisante pour les raies γ de 259, 82,3 et 33,6 keV. Nous donnons dans la figure 1 le schéma approximatif qui correspond le mieux aux données expérimentales actuelles.

(3) L'interprétation du rayonnement de 57 keV comme étant dû à la transition 5 → 4, est assez incertaine, car d'après les données de la structure fine, ce rayonnement devrait avoir une intensité très faible. Or, l'intensité des raies de conversion est comparable à celles des rayonnements de 64 et 102 keV.

(4) On pourrait aussi placer un niveau à environ 10 keV du niveau fondamental, comme le fait Cotton [8] pour expliquer le rayonnement de 27 keV, mais ceci ne permettrait pas d'interpréter les raies de 357 et 301 keV. De toute façon, l'hypothèse d'un niveau à 10 ou 27 keV laisse supposer l'existence d'un rayonnement γ de 10 keV qui, dans nos expériences, se confondrait avec le rayonnement L; l'intensité que nous avons observée est assez élevée pour permettre cette interprétation.

5. **Détermination de la multipolarité des rayonnements.** — Pour essayer de préciser la nature électrique ou magnétique et la multipolarité des rayonnements observés, nous avons comparé les rapports des intensités des raies électroniques $\frac{K}{L}$ et $L_{I} : L_{II} : L_{III}$ avec ceux déduits des tables théoriques de Rose et ses collaborateurs [15] pour la couche K et de Gellmann, Griffith et Stanley [16] pour la couche L.

Le tableau V et les remarques qui le suivent résument cette discussion.

Dans la 3e colonne, les intensités sont données de la manière suivante : pour les mesures d'absorption, intensité absolue des rayonnements γ en nombre de photons par 100 désintégrations α; pour les mesures au spectographe, intensité relative des raies électroniques comparées à la raie de conversion K du rayonnement γ de 301 keV ($i = 100$).

Dans la dernière colonne, nous donnons les rayonnements possibles d'après les courbes semi-empiriques de Goldhaber et Sunyar [17].

Remarques.— 1. Les calculs des intensités relatives $L_{I} : L_{II} : L_{III}$ n'étant faits que pour $E(1)$, $E(2)$, $M(1)$, on ne peut pas exclure la possibilité de rayonnements $E(3)$ ou $E(4)$.

2. Le fait, pour ces énergies, de ne pas trouver les raies L_{II} et L_{III} exclut la possibilité de rayonnements $E(1)$ ou $E(2)$.

3. Pour les rayonnements d'énergie supérieure ou égale à 300 keV, on peut exclure la possibilité d'un rayonnement $E(1)$, car la faible valeur du coefficient de conversion totale ($\alpha \simeq 0{,}02$) entraînerait une grande intensité γ en contradiction avec les mesures d'absorption.

6. **Discussion sur les intensités des rayonnements α, γ et *e*.** — Rosenblum, Cotton et Bouissières [7], [8] ont donné les intensités relatives des transitions α conduisant aux différents niveaux de $^{227}_{89}$Ac; leurs résultats sont les suivants :

Niveau	5	4	3	2	1	0
Intensité (pour 100). .	~2	11±1	~3	25±2,5	47±5	11±1

On peut comparer ces données à celles que nous avons obtenues sur les intensités des rayonnements γ et électroniques, en adoptant le schéma de la figure 2 et en utilisant la relation

$$N_{\alpha,n} + \sum_{n'>n} [N_{\gamma} + N_e]_{n'\to n} = \sum_{n''<n} [N_{\gamma} + N_e]_{n\to n''}, \quad (1)$$

où $N_{\alpha,n}$ est l'intensité de la transition α conduisant au niveau n, $(N_{\gamma} + N_e)_{n'\to n}$ l'intensité (photons + électrons de conversion) de la transition $n' \to n$ entre les niveaux n' et n.

Dans la discussion suivante, nous ne considérons

TABLEAU V.

Détermination de la multipolarité des rayonnements γ de Pa → Ac.

Energie de la raie γ (keV).	Méthode d'observation.	Intensité.	Valeurs expérimentales déduites.	Valeurs théoriques, d'après [15] et [16].	Nature de la raie γ.	Remarques.
383	*sp*	$K(5)$	–	–	–	–
357	*sp*	$K(10)$; $L(2)$	$\frac{K}{L} \cong 5$	$E(1)$: $\frac{K}{L} = 4,6$ $E(2)$: 1 $M(1)$: 4,6	$M(1)$	$M(1)$, $M(2)$, $M(3)$ *voir* rem. 3
331	*ab* *sp*	$(300 + 330)(4 \pm 1)$ $K(50)$, $L(10)$ $M(1)$	$\frac{K}{L} \cong 5$	$E(1)$: $\frac{K}{L} = 4,5$ $E(2)$: 1 $M(1)$: 4,5	$M(1)$	$M(1)$, $M(2)$, $M(3)$ *voir* rem. 3 *cf.* § 6
301	*ab* *sp*	$(300 + 330)(4 \pm 1)$ $K(100)$; $L(20)$; $M(7)$	$\frac{K}{L} \cong 5$	$E(1)$: $\frac{K}{L} = 4,5$ $E(2)$: 0,8 $M(1)$: 4,5	$M(1)$	$M(1)$, $M(2)$ *voir* rem. 3 *cf.* § 6
259	*sp*	$K(10)$; $L(5)$	$\frac{K}{L} \cong 2$	$E(1)$: $\frac{K}{L} = 5$ $E(2)$: 0,7 $M(1)$: 3,7	$M(1)$	$M(1)$, $M(2)$, $M(3)$
198	*sp*	$K(2)$; $L(5)$	$\frac{K}{L} \cong 0,4$	$E(1)$: $\frac{K}{L} = 4,5$ $E(2)$: 0,33 $M(1)$: 6,4	$E(2)$	–
102	*sp*	$L_{II}(4)$; $L_{III}(4)$ $M_I(2)$	$L_I + L_{II} : L_{III}$ 50 : 50	$L_I : L_{II} : L_{III}$ $E(1)$: 50 : 25 : 25 $E(2)$: 4 : 40 : 58 $M(1)$: 100 : 0,1 : 0,01	$E(2)$	*voir* rem. 1
82	*sp*	$L_I \cong M_I$; N	–	–	$M(1)$ $M(2)$	*voir* rem. 2
64	*sp*	$L_{II} \cong L_{III}$; M_I	$L_I + L_{II} : L_{III}$ 50 : 50	$L_I : L_{II} : L_{III}$ $E(1)$: 37 : 30 : 33 $E(2)$: 3 : 55 : 45 $M(1)$: 90 : 10 : 0,1	$E(2)$	*voir* rem. 1
57	*sp*	$L_{II} \cong L_{III}$; M_I	$L_I + L_{II} : L_{III}$ 50 : 50	$L_I : L_{II} : L_{III}$ $E(1)$: 37 : 30 : 33 $E(2)$: 2 : 53 : 45 $M(1)$: 90 : 10 : 0,1	$E(2)$	*voir* rem. 1
38	*sp*	$L_{II} \cong L_{III}$; M_I	$L_I + L_{II} : L_{III}$ 50 : 50	$L_I : L_{II} : L_{III}$ $E(1)$: 25 : 34 : 42 $E(2)$: 1 : 52 : 48 $M(1)$: 90 : 10 : 0,1	$E(2)$	*voir* rem. 1
27	*ab*	9 ± 2	–	–	$E(1)$	*voir* § 6

Méthode d'observation : *ab*, mesure par absorption; *sp*, mesure par spectrographie β.

que les niveaux 4, 2, 1, 0′ et 0 qui ont des N_α ou $N_\gamma + N_e$ élevés.

1° *Pour le niveau* 4, en exprimant les N_α, N_γ, N_e en nombre de particules par désintégration α, la relation (1) s'écrit

$$(11 \pm 1)\ (\text{pour } 100) = (N_\gamma + N_e)_{331\ \text{keV}} - (N_\gamma + N_e)_{301\ \text{keV}}.$$

La composante de 300 keV, d'intensité (4 ± 1) pour 100 doit être composée essentiellement des deux raies γ de 331 et 301 keV. On a donc

$$(N_e)_{331\ \text{keV}} + (N_e)_{301\ \text{keV}} = (7 \pm 2)\ \text{pour } 100.$$

Cette valeur est confirmée par les expériences de Prohaska qui a observé des coïncidences α-électrons d'énergie voisine de 200 keV avec une intensité de 6,6 pour 100 puisque d'après l'étude du spectre

magnétique des électrons, les électrons dans la région de 200 keV sont attribuables essentiellement à la conversion des raies γ de 331 et 301 keV. Par contre, l'intensité du rayonnement γ de 300 keV donnée par Prohaska comme égale à 23 pour 100 est en complet désaccord avec notre valeur, 4 pour 100, et aussi avec la valeur $N_\alpha = (11 \pm 1)$ pour 100 donnée par la mesure de la structure fine α.

De ces calculs on déduit un coefficient de conversion moyen pour les deux raies γ de 311 keV et 301 keV égal à

$$\alpha_m = \frac{7 \pm 2}{4 \pm 1} = 2 \pm 1$$

et comme dans les deux cas $\frac{K}{L} \simeq 5$,

$$\alpha_{Km} = 1,6 \pm 0,8.$$

Avec la valeur de Prohaska, on obtiendrait (5)

$$\alpha_{Km} = 1,3 \pm 0,5.$$

Les valeurs théoriques sont les suivantes :

Rayonnement.	α_K	Rayonnement.	α_K
$E(1)$	0,03	$M(1)$	0,9
$E(2)$	0,07	$M(2)$	2,1

D'après la valeur de $\frac{K}{L}$, les rayonnements γ de 301 et 331 keV sont des rayonnements $E(1)$ ou $M(1)$; d'après la valeur de α_{Km}, il est impossible que tous les deux soient des rayonnements $E(1)$. Nous allons voir qu'aucun d'eux ne peut être un rayonnement $E(1)$.

Supposons, en effet que, par exemple, le rayonnement de 331 keV soit un rayonnement $E(1)$ et celui de 301 keV un $M(1)$: l'équation (1) s'écrit d'après les valeurs théoriques de α

$$(11 \pm 1) \text{ pour } 100 = N_e\left(1 + \frac{1}{\alpha}\right)_{331\,\text{keV}} + N_e\left(1 + \frac{1}{\alpha}\right)_{301\,\text{keV}}$$
$$= 26(N_e)_{331\,\text{keV}} + 2(N_e)_{301\,\text{keV}},$$

(5) On peut aussi calculer α_{Km} d'après l'intensité du rayonnement γ ou K de 100 keV; en effet, le rayonnement γ de 102 keV est un rayonnement $E(2)$ ou de polarité supérieure, son coefficient de conversion interne est donc $\alpha_L \geq 18$ d'après les valeurs théoriques; d'autre part, l'équation (1) appliquée au niveau 2 montre que

$$(N_\gamma + N_e)_{102\,\text{keV}} = N_\gamma(1 + \alpha) = (25 \pm 2,5) \text{ pour } 100$$
$$\text{d'où } N_\gamma < 1 \text{ pour } 100;$$

par ailleurs, si l'on compare les intensités relatives des raies électroniques de 102 et 301 + 331 keV, on trouve

$$N_e = 4 \text{ pour } 100, \quad \text{d'où} \quad N_\gamma = 0,2 \text{ pour } 100.$$

L'intensité du rayonnement γ ou K de 100 keV est donc attribuable presque entièrement au rayonnement K; d'après la valeur $N_K = (2,5 \pm 0,5)$ pour 100 et d'après celle du rendement de fluorescence $w_K = 0,94$, on déduit un nombre d'excitation de la couche K égal à $(2,7 \pm 0,6)$ pour 100. D'après les intensités relatives des raies électroniques, ces excitations sont dues essentiellement à la conversion des raies γ de 301 et 331 keV, d'où pour leur coefficient de conversion interne moyen dans la couche K, $\alpha_{Km} = 0,6 \pm 0,3$, ce qui est compatible avec les valeurs ci-dessus.

où

$$\alpha = \alpha_K\left(1 + \frac{L}{K}\right) = \frac{6}{5}\alpha_K$$

est le coefficient de conversion interne total.

Cette équation est évidemment incompatible avec les résultats expérimentaux

$$\frac{(N_e)_{331\,\text{keV}}}{(N_e)_{301\,\text{keV}}} = 0,5,$$

$$(N_e)_{331\,\text{keV}} + (N_e)_{301\,\text{keV}} = (7 \pm 2) \text{ pour } 100.$$

Les deux rayonnements doivent donc être des rayonnements $M(1)$.

Cette conclusion est aussi en accord avec l'observation par Prohaska de coïncidences α-électrons de conversion avec un appareil dont le temps de résolution est de l'ordre de 10^{-7} s, ce qui d'après les valeurs théoriques des vies moyennes [19], élimine la possibilité de rayonnements $E(3)$, $M(3)$ ou de polarité supérieure, qui tous auraient des vies moyennes nettement supérieures à 10^{-7} s. Notons toutefois que les différentes données ne sont pas suffisamment précises pour que l'on puisse dire si les deux rayonnements sont des rayonnements $M(1)$ purs ou des mélanges $M(1) + E(2)$.

D'après les intensités relatives des raies électroniques et si l'on admet que le coefficient de conversion interne est le même pour les deux raies γ, on a

$$\frac{(N_\gamma + N_e)_{331\,\text{keV}}}{(N_\gamma + N_e)_{301\,\text{keV}}} = \frac{(N_e)_{331\,\text{keV}}}{(N_e)_{301\,\text{keV}}} \simeq 0,5,$$

soit

$$(N_\gamma + N_e)_{331\,\text{keV}\,(4-0)} = (4 \pm 1) \text{ pour } 100,$$
$$(N_\gamma + N_e)_{301\,\text{keV}\,(4-0')} = (7 \pm 1) \text{ pour } 100.$$

2° La relation (1) ne permet pas d'arriver à des conclusions aussi précises pour les niveaux 2, 1 et 0′, car on ne connaît pas les intensités relatives des raies électroniques ni les intensités absolues des raies γ de 102, 64 et 38 keV.

On peut cependant en conclure du calcul et des résultats expérimentaux que la probabilité de la transition γ de 27 keV est inférieure à 79 pour 100, soit, d'après l'intensité de la raie γ,

$$(9 \pm 2)(1 + \alpha) \leq 79, \quad \text{d'où} \quad \alpha \leq 10,$$

ceci indépendemment du fait que le niveau 0′ soit excité ou non directement par la désintégration α.

Si l'on extrapole pour une énergie de 27 keV les courbes théoriques de Gellman et al. donnant les coefficients de conversion interne dans la couche L, on obtient

Rayonnement....	$E(1)$	$E(2)$	$M(1)$
α_L	2	10^3 à $2 10^3$	10^2 à $2 10^2$

Si l'extrapolation est licite, on peut donc conclure de l'inégalité $\alpha_L \leq \alpha \leq 10$ que le rayonnement γ de 27 keV ne peut être qu'un dipôle électrique ou un rayonnement anormalement peu converti, analogue au rayonnement γ de 50 keV émis par R Ac [18].

7. **Remarque sur la théorie de l'émission** α. — La théorie de Gamow et Bethe (6) de l'émission α [20] donne une relation entre l'énergie de la particule α d'une raie de structure fine et sa constante de désintégration partielle λ_p.

Pour les émetteurs α pairs-pairs, on trouve un bon accord entre les valeurs λ_p déterminées par les mesures d'intensité des raies de structure fine et les valeurs théoriques que l'on peut déduire de l'énergie des particules α; tandis que pour les noyaux à Z ou N impairs, les constantes partielles sont souvent trop faibles. On définit alors pour ces transitions, un facteur d'interdiction F

$$F = \frac{\tau_{exp}}{\tau_{théor}}, \qquad \text{où} \quad \tau = \frac{1}{\lambda} \text{ est la vie moyenne.}$$

En particulier, pour certains émetteurs pairs-impairs ou impairs-pairs, le facteur d'interdiction est beaucoup plus grand pour la raie α tombant sur le niveau fondamental que pour les raies de structure fine. Les cas que l'on connaît avec certitude sont les émetteurs α $^{231}_{91}Pa$; $^{227}_{90}R\,Ac$; $^{223}_{88}Ac\,X$; $^{241}_{95}Am$ et $^{239}_{90}Th$ [21], [22].

Pour plusieurs de ces émetteurs, la raie α fondamentale a un facteur d'interdiction de l'ordre de 1000, alors que certaines raies moins énergiques ont une valeur $F < 10$ (pour ^{231}Pa, c'est le cas de la raie α conduisant au niveau de 331 keV).

Le facteur $F = 1000$ ne peut en aucun cas provenir de l'influence du moment angulaire, spécialement dans le cas du Pa où les spins des noyaux $^{231}_{91}Pa$ et $^{227}_{89}Ac$ ont été mesurés [23], [24] et trouvés respectivement égaux à $\frac{3}{2}$.

(6) Nous ne pensons pas que les considérations faites dans ce paragraphe soient profondément modifiées par la théorie plus précise de Preston [25].

Nous tenons à remercier le Professeur I. Joliot-Curie pour les conseils bienveillants qu'elle nous a donnés au cours de ce travail.

Nous remercions également M. M. Valadarès pour les fructueuses discussions que nous avons eues avec lui, et M. G. Bouissières qui nous a aimablement préparé les sources.

Enfin, c'est grâce aux allocations qui nous ont été accordées par le Centre National de la Recherche Scientifique que nous avons pu effectuer ce travail.

Note ajoutée à la correction des épreuves. — Dans un travail en cours P. Falk-Vairant, M. Riou, J. Teillac et Ch. Victor ont observés les coïncidences entre rayons α et photons de 27 keV et entre rayons α et photons de 15 keV ainsi que des coïncidences photons 27 keV — photons 15 keV et photons 15 keV — photons 15 keV.

Manuscrit reçu le 18 octobre 1952.

BIBLIOGRAPHIE.

[1] MEITNER L. — *Z. Physik*, 1928, **50**, 15.
[2] HAGGSTROM H. — *Phys. Rev.*, 1942, **62**, 144.
[3] TEILLAC J. — *C. R. Acad. Sc.*, 1949, **229**, 650 et *Ann. Physique*, 1952, **7**.
[4] SEABORG G. et PERLMAN T. — *Rev. Mod. Physics*, 1948, **20**, 636.
[5] SCHARFF-GOLDHABER et MAC KNOWN. — *Phys. Rev.*, 1951, **82**, 123.
[6] PROHASKA C. A. — *U. C. R. L.* 1395, août 1951.
[7] ROSENBLUM S., COTTON E. et BOUISSIÈRES G. — *C. R. Acad. Sc.*, 1949, **229**, 825.
[8] COTTON E. — *Ann. Physique*, 1951, **6**, 481.
[9] RIOU M. — *C. R. Acad. Sc.*, 1952, **234**, 1157 et *Ann. Physique*, 1952, **8**.
[10] FALK-VAIRANT P. — *C. R. Acad. Sc.*, 1952, **235**, 796.
[11] BOUISSIÈRES G. et HAÏSSINSKY. — *Bull. Soc. Chim. France*, 1951, **18**, 146 et 557.
[12] COMPTON A. et ALLISON S. — X Rays in Theory and experiment, New-York, 1934.
[13] SURUGUE J. — *Ann. Physique*, 1937, **8**, 484.
[14] CAMARCAT, BOUISSIÈRE, HAÏSSINSKY. — *J. Chim. Phys.*, 1949, **46**, 153.
[15] ROSE, GOERTZEL, SPINRAD, HARR et STRONG. — *Phys. Rev.*, 1951, **83**, 79.
[16] GELLMAN H., GRIFFITH B. A. et STANLEY J. P. — *Phys. Rev.*, 1952, **85**, 1944.
[17] GOLDHABER M. et SUNYAR A. W. — *Phys. Rev.*, 1951, **83**, 906.
[18] OUANG TE TCHAO et SURUGUE J. — *C. R. Acad. Sc.*, 1944, **218**, 591.
[19] WEISSKOPF. — *Phys. Rev.*, 1951, **83**, 1073.
[20] BETHE H. A. — *Rev. Mod. Physics*, 1937, **9**, 161-169.
[21] PERLMAN I., GHIORSO A. et SEABORG G. T. — *Phys. Rev.*, 1950, **77**, 26.
[22] ASARO F., REYNOLDS F. L. et PERLMAN I. — *Phys. Rev.*, 1952, **87**, 277.
[23] SCHULER et GOLLNOV. — *Naturwiss*, 1934, **22**, 511.
[24] TOMKINS F. et MEGGERS. — *Phys. Rev.*, 1952, **87**, 227.
[25] PRESTON M. A. — *Phys. Rev.*, 1947, **71**, 865.

LES ÉLÉMENTS DE MATRICE NUCLÉAIRES DES TRANSITIONS β POUR LES NOYAUX IMPAIRS

Par R. NATAF,
Laboratoire de Chimie nucléaire, Collège de France.

Sommaire. — On a utilisé le modèle *à une particule* dans un *potentiel central* dont la forme exacte n'est pas précisée, et calculé les *facteurs angulaires* des éléments de matrice nucléaires pour les différents types de transitions permises ou interdites, en supposant généralement une interaction T pure (¹).

Introduction. — Le modèle en couches ramène, en général, le problème des noyaux impairs au problème d'un nucléon (le nucléon *impair*) dans un potentiel central produit par la partie saturée (²).

Nous supposons qu'il en est ainsi pour une transition β entre noyaux impairs qui se ramène donc à la transition

$$n \to p + e^- \qquad \text{ou} \qquad p \to n + e^+$$

pour le nucléon impair.

Le nucléon dans ses états initial et final est alors décrit par des fonctions d'onde de Dirac de type a ou b données dans l'article I de [B] (p. 91). Nous désignons ici par J, L, M les nombres quantiques angulaires du nucléon initial

$$J = L + \frac{1}{2} \quad \text{pour le type } a,$$

$$J = L - \frac{1}{2} \quad \text{pour le type } b$$

et par J', L', M' ceux du nucléon final.

En fait, avec le modèle de M. G. Mayer, il faut ajouter dans l'hamiltonien de Dirac, au potentiel central $-V(r)$, un potentiel de couplage spin-orbite $-\xi(r)\,\vec{L}.\vec{S}$. Mais ceci modifie seulement les fonctions d'onde radiales, sans changer leur ordre de grandeur relatif

$$\frac{f_L}{g_L} \quad \text{et} \quad \frac{f_{-L-1}}{g_{-L-1}} \simeq \frac{1}{2}\frac{v}{c} \qquad \left(\frac{v}{c} \simeq 0{,}17 \text{ pour le nucléon}\right).$$

Un terme supplémentaire (³) dû au moment magnétique anormal a le même effet : il modifie f et g sans changer leur ordre de grandeur relatif.

L, L' sont évidemment définis à l'approximation

$$\frac{v^2}{c^2} \simeq 3.10^{-2} \ll 1 \quad (\textit{voir } [B]).$$

Les notations que nous utiliserons sont, en général, celles de [B].

1. **Transitions interdites d'ordre $n = \Delta L$, avec $\Delta J = n + 1$.** — Comme on l'a vu dans l'article II de [B], l'élément de matrice nucléaire unique est, avec l'interaction T,

$$M_n = \sqrt{4\pi}\,\langle \Psi_{J'}^{J'} \mid Y_n^{-n}\,\beta\sigma_- \mid \Psi_J^J \rangle \qquad \left(\beta\sigma_- = \beta\,\frac{\sigma_x - i\sigma_y}{\sqrt{2}}\right)$$

obtenu en prenant $M = J$, $M' = J'$ ($J > J'$). Nous prendrons ici

$$M_n = \sqrt{4\pi}\,\langle \Psi_{J'}^{J'} Y_n^n \mid \beta\sigma_- \mid \Psi_J^J \rangle = \sqrt{4\pi}\int (\Psi_{J'}^{J'} Y_n^n)^\star\,\beta\sigma_-\,\Psi_J^J$$

qui en diffère par un facteur $(-1)^n$.

En fait, dans le cas actuel, la forme du spectre ne dépend pas de l'interaction, le seul terme, non nul étant $\int \beta\vec{\sigma}$ de T ou $\int \vec{\sigma}$ de A. Avec une interaction contenant A et non T, on a

$$M_n = \sqrt{4\pi}\,\langle \Psi_{J'}^{J'} Y_n^n \mid \sigma_- \mid \Psi_J^J \rangle$$

que nous calculerons aussi.

Il vient alors, négligeant les termes en $\frac{v^2}{c^2}$ devant 1,

$$\left.\begin{aligned} \sqrt{4\pi}\,\langle \Psi_{J'}^{J'} Y_n^n \mid \beta\sigma_- \mid \Psi_J^J \rangle &= -\sqrt{8\pi}\sqrt{\frac{2J'+1}{2J'+2}}\left\langle Y_{J'+\frac{1}{2}}^{J'+\frac{1}{2}} Y_n^n \,\middle|\, Y_{J-\frac{1}{2}}^{J-\frac{1}{2}} \right\rangle \langle g_{-L'-1} \mid g_L \rangle, \\ \sqrt{4\pi}\,\langle \Psi_{J'}^{J'} Y_n^n \mid \sigma_- \mid \Psi_J^J \rangle &= +\sqrt{8\pi}\sqrt{\frac{2J'+1}{2J'+2}}\left\langle Y_{J'+\frac{1}{2}}^{J'+\frac{1}{2}} Y_n^n \,\middle|\, Y_{J-\frac{1}{1}}^{J-\frac{1}{2}} \right\rangle \langle g_{-L'-1} \mid g_L \rangle, \end{aligned}\right\} \quad (1)$$

(¹) Ce calcul a été fait dans la Thèse de l'auteur (appendice III), Paris, 1951, Polycopie Centre Racine; nous le désignerons par [A].

(²) *Cf.* Série d'articles de R. BOUCHEZ et R. NATAF, Sur les transitions β et la structure nucléaire, *J. Physique Rad.*, I, 1952, **13**, 81; II, 1952, **13**, 190 et article à paraître que nous désignerons, dans ce qui suit, par [B].

(³) Terme

$$\frac{1}{2}\,g\,\mu_0\left(\beta\vec{\sigma}.\vec{H} - i\beta\vec{\alpha}\,\vec{E}\right), \quad \text{où} \quad g = \begin{cases} 2\mu_n & \text{pour le neutron,} \\ 2(\mu_p - 1) & \text{pour le proton} \end{cases}$$

si l'on admet que le nucléon a, dans le noyau, le même moment magnétique qu'à l'état libre.

On trouve bien

$$\int \beta\vec{\sigma}\, Y_n = -\int \vec{\sigma}\, Y_n$$

si l'on néglige les termes en $\frac{\rho^2}{c^2}$, comme il fallait s'y attendre.

Or, on trouve facilement (4)

$$Y_r^{-r} Y_s^{-s} = \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \sqrt{\frac{(2r+1)!\,(2s+1)!}{(2l+1)!}}\, \frac{l!}{r!\,s!}\, Y_l^{-l}$$

pour $r + s = l$.

c'est-à-dire

$$\langle Y_r^r Y_s^s \mid Y_l^l \rangle = \langle Y_r^{-r} Y_s^{-s} \mid Y_l^{-l} \rangle = \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \sqrt{\frac{(2r+1)!\,(2s+1)!}{(2l+1)!}}\, \frac{l!}{r!\,s!}; \quad (2)$$

(2) est d'ailleurs un cas particulier d'une formule générale due à Gaunt (*cf.* Condon et Shortley, *Theory of Atomic Spectra*, p. 176) donnant

$$\int_0^\pi \Theta(l, m), \quad \Theta(l', m'), \quad \Theta(l'', m + m') \sin\theta \, d\theta$$

comme une somme de termes qui se réduit ici à un seul. On obtient ainsi, à l'aide de (2),

$$\left.\begin{aligned} M_n &= -\sqrt{2}\sqrt{(2J'+1)\frac{(2J'+1)!\,(2n+1)!}{(2J'+2n+2)!}}\; \frac{\left(J'+n+\frac{1}{2}\right)}{\left(J'+\frac{1}{2}\right)!\, n!} \langle g_{-L'-1} \mid g_L \rangle \quad (J > J'), \\ |M_n|^2 &= 2(2J'+1)\frac{(2J'+1)!\,(2n+1)!}{(2J)!}\left[\frac{\left(J-\frac{1}{2}\right)!}{\left(J'+\frac{1}{2}\right)!\, n!}\right]^2 |M_{n\rho}|^2 \quad \text{pour } J > J', \end{aligned}\right\} \quad (3)$$

avec

$$n = J - J' - 1 = L - L', \qquad M_{n\rho} = \int g_{-L'-1}\, g_L\, r^2\, dr.$$

Si $J < J'$, on prend $|M_n|^2$ pour la transition $J' \to J$ et l'on multiplie cette expression par $\frac{2J'+1}{2J+1}$, d'où

$$|M_n|^2 = 2(2J'+1)\frac{(2J+1)!\,(2n+1)!}{(2J')!}\left[\frac{\left(J'-\frac{1}{2}\right)!}{\left(J+\frac{1}{2}\right)!\, n!}\right]^2 |M_{n\rho}|^2 \quad \text{pour } J < J' \quad (n = L' - L).$$

Dans le 1er cas,

$$J = L + \frac{1}{2} \to J' = L' - \frac{1}{2}.$$

Dans le 2e cas,

$$J = L - \frac{1}{2} \to J' = L' + \frac{1}{2},$$

d'où, pour le facteur angulaire,

$$|a_n|^2 = \left\{\begin{aligned} &\frac{4L'(2L')!\,(2n+1)!}{(2L+1)!}\left(\frac{L!}{L'!\,n!}\right)^2 \quad \text{si } J > J', \\ &\frac{4(L'+1)(2L)!\,(2n+1)!}{(2L'+1)!}\left(\frac{L'!}{L!\,n!}\right)^2 \quad \text{si } J < J'. \end{aligned}\right\} \quad (4)$$

1.1. Transitions $\Delta J = 2$, $n = 1$ (oui). — Elles forment un groupe important bien identifié : spectres β de ^{89}Sr, ^{91}Sr, ^{91}Y, ... (*cf.* [1])

$$|a_1|^2 = \left\{\begin{aligned} &12\frac{L(L-1)}{4L-1} \quad \text{si } J > J', \\ &12\frac{(L+1)(L+2)}{(2L+1)(2L+3)} \quad \text{si } J < J'. \end{aligned}\right\} \quad (5)$$

Les transitions identifiées des types $\Delta J = 3$, $n = 2$ ^{10}Be $\to$ ^{10}B et $\Delta J = 4$, $n = 3$ ($^{40}K \to {}^{40}$Ca) ont lieu entre des noyaux *pairs*.

1.2. Transitions permises $\Delta J = 1$, $n = 0$. — Notre calcul s'applique seulement aux transitions permises avec $\Delta J = 1$: pour $\Delta J = 0$, si l'on prend $M = J$, on a les deux termes finaux $M' = J'$ et $M' = J' - 1$, en général.

$$|a|^2 = \left\{\begin{aligned} &\frac{4L}{2L+1}, \quad J > J' : \quad J = L + \frac{1}{2} \to J' = L - \frac{1}{2}; \\ &4\frac{L+1}{2L+1}, \quad J < J' : \quad J = L - \frac{1}{2} \to J' = L + \frac{1}{2}. \end{aligned}\right.$$

Ceci est bien en accord avec les résultats classiques obtenus directement (5). Ceux-ci sont plus complets, puisqu'ils donnent $|a|^2$. dans les cas $\Delta J = 0$, aussi :

$$J = L + \frac{1}{2} \to J' = L + \frac{1}{2},$$

$$J = L - \frac{1}{2} \to J' = L - \frac{1}{2}.$$

(4) *Voir* [A], appendice I. Dans [A], on a utilisé la définition des Y_l^m de Condon et Shortley comportant un facteur $(-1)^m$. Ici, comme dans [B], nous utilisons celle de Bethe, Rose, etc. qui ne comporte pas ce facteur. Ceci ne change pas la relation (2), mais change les signes dans (1).

(5) *Voir* Rosenfeld, *Nuclear Forces*, p. 374 et art. III de [B].

Si l'on prend pour opérateur $\frac{\beta\vec{\sigma}}{\sqrt{3}}$ ou $\frac{\vec{\sigma}}{\sqrt{3}}$ au lieu de $\beta\vec{\sigma}$ ou $\vec{\sigma}$, il faut diviser par 3 tous les résultats obtenus.

2. Transitions interdites d'ordre $n = \Delta L$, avec $\Delta J = n$. — Ici, la forme du spectre dépend de l'interaction et nous considérerons seulement le cas d'une interaction T pure; les termes principaux dans la probabilité de transition $P(\varepsilon)\,d\varepsilon$, dépendent des éléments de matrice

$$M_n = i\sqrt{4\pi}\left\langle \Psi^{J'}_{J'} \middle| Y^{-(n-1)}_{n-1}\,\beta(\vec{\sigma}\wedge\vec{r})_- \middle| \Psi^{J}_{J} \right\rangle \quad ([6]),$$

où $\vec{r}$ a pour longueur 1 et

$$M'_n = i\sqrt{4\pi}\left\langle \Psi^{J'}_{J'} \middle| Y^{-(n-1)}_{n-1}\,\beta\alpha_- \middle| \Psi^{J}_{J} \right\rangle$$

obtenus en prenant

$$M = J \to M' = J' \qquad (J > J'),$$

ce qui suppose $\Delta J \neq 0$; [on peut avoir à considérer $\Delta J = 0$ avec $n = 1$ (oui)].

Pour calculer M_n, nous utilisons la relation

$$M_n = -\frac{1}{\sqrt{2n+1}}\,M^-_n - \sqrt{\frac{n}{2n+1}}\,M^z_n,$$

où

$$M^-_n = \sqrt{4\pi}\left\langle \Psi^{J'}_{J'} \middle| Y^{-(n-1)}_{n}\,\beta\sigma_- \middle| \Psi^{J}_{J} \right\rangle,$$
$$M^z_n = \sqrt{4\pi}\left\langle \Psi^{J'}_{J'} \middle| Y^{-n}_{n}\,\beta\sigma_z \middle| \Psi^{J}_{J} \right\rangle$$

qui résulte de

$$-\frac{x-iy}{\sqrt{2}}\,Y^{-(n-1)}_{n-1} = \sqrt{\frac{4\pi}{3}}\,Y^{-1}_{1}\,Y^{-(n-1)}_{n-1} = \sqrt{\frac{n}{2n+1}}\,Y^{-n}_{n},$$

$$z\,Y^{-(n-1)}_{n-1} = \sqrt{\frac{4\pi}{3}}\,Y^{0}_{1}\,Y^{-(n-1)}_{n-1} = \frac{1}{\sqrt{2n+1}}\,Y^{-(n-1)}_{n}.$$

Nous avons deux cas à distinguer :

$$1^{\circ}\quad J = L + \frac{1}{2} \to J' = L' + \frac{1}{2};$$

$$2^{\circ}\quad J = L - \frac{1}{2} \to J' = L' - \frac{1}{2}.$$

2.1. $J = L + \frac{1}{2} \to J' = L' + \frac{1}{2}$:

$$M^-_n = 0,$$
$$M^z_n = (-1)^{n-1}\sqrt{4\pi}\left\langle Y^{J'-\frac{1}{2}}_{J'-\frac{1}{2}}\,Y^{n}_{n} \middle| Y^{J-\frac{1}{2}}_{J-\frac{1}{2}} \right\rangle \langle g_{L'} \mid g_L \rangle$$

si l'on néglige les termes $\frac{v^2}{c^2}$, et à l'aide de (2),

$$\left.\begin{aligned}
M^z_n &= (-1)^{n-1}\sqrt{\frac{(2J')!\,(2n+1)!}{(2J'+2n)!}}\;\frac{\left(J'-\frac{1}{2}+n\right)!}{\left(J'-\frac{1}{2}\right)!\,n!}\,\langle g_{L'} \mid g_L \rangle,\\
M_n &= (-1)^{n}\sqrt{n\,\frac{(2J')!\,(2n)!}{(2J)!}}\;\frac{\left(J-\frac{1}{2}\right)!}{\left(J'-\frac{1}{2}\right)!\,n!}\,M_{n\rho} \qquad (J > J');
\end{aligned}\right\} \quad (6)$$

$$M'_n = (-1)^{n-1}\sqrt{8\pi}\sqrt{\frac{2J'+1}{2J'+2}}\left\langle Y^{J'+\frac{1}{2}}_{J'+\frac{1}{2}}\,Y^{n-1}_{n-1} \middle| Y^{J-\frac{1}{2}}_{J-\frac{1}{2}} \right\rangle \langle f_{L'} \mid g_L \rangle,$$

$$M'_n = (-1)^{n-1}\,2\sqrt{n\,\frac{(2J')!\,(2n)!}{(2J)!}}\;\frac{\left(J-\frac{1}{2}\right)!}{\left(J'-\frac{1}{2}\right)!\,n!}\,\langle f_{L'} \mid g_L \rangle;$$

$$\frac{M'_n}{M_n} = -2\,\frac{\langle f_{L'} \mid g_L \rangle}{\langle g_{L'} \mid g_L \rangle} \cong -\frac{v'}{c}, \qquad \text{puisque} \quad \left\langle \frac{f_{L'}}{g_{L'}} \right\rangle \cong \frac{1}{2}\,\frac{v'}{c}. \quad (7)$$

Il nous suffit, compte tenu de (7), de donner

$$|M_n|^2 = \left\{\begin{array}{l}
n\,\dfrac{(2J')!\,(2n)!}{(2J)!}\left[\dfrac{\left(J-\frac{1}{2}\right)!}{\left(J'-\frac{1}{2}\right)!\,n!}\right]^2 |M_{n\rho}|^2 \\
\qquad \text{pour } J > J', \\
\dfrac{2J'+1}{2J+1}\,n\,\dfrac{(2J)!\,(2n)!}{(2J')!}\left[\dfrac{\left(J'-\frac{1}{2}\right)!}{\left(J-\frac{1}{2}\right)!\,n!}\right]^2 |M_{n\rho}|^2 \\
\qquad \text{pour } J < J';
\end{array}\right.$$

$$|a_n|^2 = \left\{\begin{array}{ll}
n\,\dfrac{(2L'+1)!\,(2n)!}{(2L+1)!}\left(\dfrac{L!}{L'!\,n!}\right)^2 & \text{si } J > J', \\
\dfrac{L'+1}{L+1}\,n\,\dfrac{(2L+1)!\,(2n)!}{(2L'+1)!}\left(\dfrac{L'!}{L!\,n!}\right)^2 & \text{si } J < J'.
\end{array}\right\} \quad (8)$$

([6]) Dans [A], une faute de signe nous a conduit à prendre, au lieu de cette expression,

$$\sqrt{4\pi}\left\langle \Psi^{J'}_{J'} \middle| Y^{-(n-1)}_{n-1}\left(\beta\,\frac{\sigma_x z + \sigma_z x}{\sqrt{2}} - i\beta\,\frac{\sigma_y y + \sigma_z z}{\sqrt{2}}\right) \middle| \Psi^{J}_{J} \right\rangle$$

pour ces transitions.

2.2. $J = L - \frac{1}{2}$, $J' = L' - \frac{1}{2}$:

$$M_n^1 = (-1)^n \sqrt{8\pi}\sqrt{\frac{(2J'+1)}{(2J'+2)(2J+2)}}\left\langle Y_{J'+\frac{1}{2}}^{J'+\frac{1}{2}} Y_n^{n-1} \middle| Y_{J+\frac{1}{2}}^{J-\frac{1}{2}} \right\rangle \langle g_{-L'-1} | g_{-L-1} \rangle.$$

Or, on a

$$Y_r^{-(r-1)} Y_s^{-s} = \frac{1}{\sqrt{4\pi}}\sqrt{\frac{(2r+1)(2r-1)!(2s+1)!}{(2l-1)!(2l+1)}}\,\frac{(l-1)!}{(r-1)!\,s!}\,Y_l^{-(l-1)} \qquad \text{pour} \quad r+s=l,$$

c'est-à-dire

$$\langle Y_r^{r-1} Y_s^s | Y_l^{l-1} \rangle = \langle Y_r^{-(r-1)} Y_s^{-s} | Y_l^{-(l-1)} \rangle = \frac{1}{\sqrt{4\pi}}\sqrt{\frac{(2r+1)(2r-1)!(2s+1)!}{(2l-1)!(2l+1)}}\,\frac{(l-1)!}{(r-1)!\,s!}, \qquad (9)$$

cas particulier de la formule de Gaunt. D'où

$$M_n^1 = (-1)^n \frac{1}{J+1}\sqrt{\frac{1}{n}\frac{(2n+1)!(2J')!}{(2J)!}}\;\frac{\left(J-\frac{1}{2}\right)!}{(n-1)!\left(J'-\frac{1}{2}\right)!}\langle g_{-L'-1} | g_{-L-1} \rangle.$$

D'autre part,

$$M_n^2 = (-1)^n \sqrt{4\pi}\left[\sqrt{\frac{(2J+1)(2J'+1)}{(2J+2)(2J'+2)}}\left\langle Y_{J'+\frac{1}{2}}^{J'+\frac{1}{2}} Y_n^n \middle| Y_{J+\frac{1}{2}}^{J+\frac{1}{2}} \right\rangle - \frac{1}{\sqrt{(2J+2)(2J'+2)}}\left\langle Y_{J'+\frac{1}{2}}^{J'-\frac{1}{2}} Y_n^n \middle| Y_{J+\frac{1}{2}}^{J-\frac{1}{2}} \right\rangle\right]\langle g_{-L'-1} | g_{-L-1} \rangle.$$

A l'aide de (2) et (9),

$$M_n^2 = (-1)^n \frac{J}{J+1}\sqrt{\frac{(2n+1)!(2J')!}{(2J)!}}\;\frac{\left(J-\frac{1}{2}\right)!}{n!\left(J'-\frac{1}{2}\right)!}\langle g_{-L'-1} | g_{-L-1} \rangle,$$

$$M_n = (-1)^{n-1}\sqrt{n\frac{(2n)!(2J')!}{(2J)!}}\;\frac{\left(J-\frac{1}{2}\right)!}{n!\left(J'-\frac{1}{2}\right)!}M_{n2} \qquad \text{pour} \quad J > J',$$

même expression que (6), au signe près.

Enfin

$$M'_n = (-1)^{n-1}\sqrt{8\pi}\sqrt{\frac{2J'+1}{2J'+2}}\left\langle Y_{J'+\frac{1}{2}}^{J'+\frac{1}{2}} Y_{n-1}^{n-1} \middle| Y_{J-\frac{1}{2}}^{J-\frac{1}{2}} \right\rangle \langle g_{-L'-1} | f_{-L-1} \rangle$$

a la même partie angulaire que dans 2.1

$$M'_n = (-1)^{n-1}\sqrt{n\frac{(2n)!(2J')!}{(2J)!}}\;\frac{\left(J-\frac{1}{2}\right)!}{n!\left(J'-\frac{1}{2}\right)!}\langle g_{-L'-1} | f_{-L-1} \rangle.$$

d'où

$$\frac{M'_n}{M_n} = 2\frac{\langle g_{-L'-1} | f_{-L-1} \rangle}{\langle g_{-L'-1} | g_{-L-1} \rangle} \simeq \frac{v}{c} \qquad (10)$$

puisque

$$\left\langle \frac{f_{-L-1}}{g_{-L-1}} \right\rangle \simeq \frac{1}{2}\frac{v}{c}.$$

2.3. Cas des transitions $\Delta J = 2$, $n = 2$ (non). — L'étude précise de la forme du spectre pour les transitions $\Delta J\,(= \Delta L) = n$ doit donner des indications sur la forme de l'interaction nucléon-leptons.

Le cas $\Delta J = n = 2$ est le plus intéressant en pratique. Les transitions $\Delta J = 0{,}1$; $n = 1$ qui pourraient donner les mêmes indications, ont, en fait, des spectres β qui s'écartent peu de la forme permise, en général, tandis que les transitions où $\Delta J = \Delta L > 2$ ont des périodes très longues; les intensités des sources sont trop faibles pour permettre une étude précise de la forme du spectre (exemple ${}^{87}_{37}\mathrm{Rb}$: $\Delta J = \Delta L = 3$, $t \sim 6{,}15.10^{10}$ a).

Pour A impair, on a les transitions :

${}^{99}_{43}\mathrm{Tc} \to e^- + {}^{99}_{44}\mathrm{Ru}$,	$t = 10^5$ à 10^6 a,	$E_0 =$	293 keV,
${}^{129}_{53}\mathrm{I} \to e^- + {}^{129}_{54}\mathrm{Xe}^*$,	2 à 4.10^7 a,		~ 120
${}^{135}_{55}\mathrm{Cs} \to e^- + {}^{135}_{56}\mathrm{Ba}$,	$2{,}1.10^6$ a,		210
${}^{137}_{55}\mathrm{Cs} \to e^- + {}^{137}_{56}\mathrm{Ba}$,	33 a,		1,17 MeV.

qui, d'après le modèle en couches, correspondent respectivement à :

$$g_{\frac{9}{2}}{}^{*} \longrightarrow d_{\frac{5}{2}},$$

$$g_{\frac{7}{2}}{}^{*} \xrightarrow{\beta} d_{\frac{5}{2}} \xrightarrow{\gamma} s_{\frac{1}{2}}{}^{*},$$

$$g_{\frac{7}{2}}{}^{*} \longrightarrow d_{\frac{3}{2}}{}^{*},$$

$$g_{\frac{7}{2}}{}^{*} \xrightarrow{(100\,\%)\,\beta} d_{\frac{3}{2}}{}^{*}.$$

(Les valeurs marquées * ont été mesurées.)

Les spectres β de ^{135}Cs, ^{129}I n'ont pas encore été déterminés avec précision (⁷). Une étude précise a été faite pour le dernier [2] dont le spectre énergique (1,17 MeV) est du type $\Delta J = \Delta L = 2$ et conduit à un accord satisfaisant avec l'interaction T : $\frac{M'_n}{M_n} = 0{,}15$, est bien de l'ordre $\frac{v}{c}$.

D'après (8),

$$|a_2|^2 = \begin{cases} 3\,\dfrac{L(L-1)}{4L^2-1} & \text{si} \quad J > J', \\[2ex] 3\,\dfrac{(L+2)(L+3)}{(2L+3)(2L+5)} & \text{si} \quad J < J'. \end{cases} \tag{11}$$

3. Conclusion.

— Notre résultat concernant le rapport $\frac{M'_n}{M_n}$ est bien en accord avec ce que l'on peut déduire de considérations plus générales.

1° *Il est réel.* — Nous avons trouvé

$$M'_n = i\sqrt{4\pi}\int Y_{n-1}^{-(n-1)}\,\beta\alpha,$$

$$M_n = i\sqrt{4\pi}\int Y_{n-1}^{-(n-1)}\,\beta\left(\vec{\sigma}\wedge\vec{r}\right),$$

tous deux réels, c'est-à-dire que $\int Y_{n-1}\beta\vec{\alpha}$, par exemple, est purement imaginaire. Le facteur i provient du facteur leptonique $\psi^*\beta\vec{\alpha}\varphi$, lui aussi purement imaginaire. Au contraire, $\int Y_n\beta\vec{\sigma}$ et $\psi^*\beta\vec{\sigma}\varphi$ sont tous deux réels.

(⁷) Mme C. S. Wu a donné les résultats préliminaires suivants (Congrès d'Amsterdam, sept. 1952). Pour ^{99}Tc et ^{135}Cs, les formes des spectres peuvent s'accorder avec une interaction T pure en prenant

$$\left|\frac{M'_n}{M_n}\right| = 0{,}122 \qquad \text{pour} \quad {}^{99}\text{Tc} \qquad (\textit{cf.}\ \text{aussi [6]})$$

et

$$\left|\frac{M'_n}{M_n}\right| = 0{,}046 \qquad \text{pour} \quad {}^{135}\text{Cs}.$$

Cette dernière valeur semble trop petite devant $\left\langle\frac{v}{c}\right\rangle$. Les formes peuvent aussi s'expliquer par des combinaisons d'interactions (T, S) ou (T, V) ou (A, V), ce qui est à rapprocher de certains résultats sur les transitions favorisées (*cf.* [7]). Pour lever, en partie, l'ambiguïté, il pourrait être intéressant d'observer si les rapports $\frac{M'_n}{M_n}$ ont des signes différents pour ^{99}Tc $\left(L+\frac{1}{2}\to L'+\frac{1}{2}\right)$ d'une part, pour les autres $\left(L-\frac{1}{2}\to L'-\frac{1}{2}\right)$ d'autre part, comme l'indique notre calcul.

Ces caractères peuvent se rattacher aux propriétés de symétrie des opérateurs quand on change le signe de la variable temps, comme l'a montré Wigner [3]. Les opérateurs invariants dans cette opération : vecteurs du genre espace, $\vec{\sigma}$, $\beta\vec{\sigma}$; invariants d'espace, 1, β, donnent des éléments de matrice réels. Les opérateurs qui changent de signe : vecteurs du genre temps $\vec{\alpha}$, $\beta\vec{\alpha}$ ou invariant $\gamma_5 = \frac{\vec{\alpha}\,\vec{\sigma}}{3}$ donnent des éléments de matrice imaginaires purs.

Longmire et Messiah [4] ont également démontré ainsi la réalité de $\frac{M'_n}{M_n}$. Critchfield [5] avait fait une application erronée du théorème, omettant le facteur leptonique de même nature que $\int Y_{n-1}\beta\vec{\alpha}$.

2° *Il est de l'ordre* $\frac{v}{c}$. — Les opérateurs $\vec{\alpha}$, $\beta\vec{\alpha}$ conduisent à une somme de produits des grandes composantes de l'une des fonctions d'onde (initiale ou finale) par les petites composantes de l'autre d'ordre $\frac{v}{c}$ ou $\frac{v'}{c}$. Au contraire, $\vec{\sigma}$, $\beta\vec{\sigma}$ associent les grandes composantes entre elles dont le produit est $\simeq 1$, et les petites dont le produit $\simeq \frac{v^2}{c^2}$ est alors négligeable.

Notre calcul montre aussi que

$$\int Y_{n-1}\beta\vec{\alpha} \quad \text{et} \quad \int Y_{n-1}\vec{\alpha}$$

sont identiques au signe près, donc bien du même ordre $\frac{v}{c}$ par rapport à $\int Y_n\beta\vec{\alpha}$. Ceci est également en accord avec les variances relativistes de

$$\begin{pmatrix} \Psi^*\beta\vec{\alpha}\,\Phi \\ \Psi^*\beta\vec{\sigma}\Phi \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad \begin{pmatrix} \Psi^*\vec{\alpha}\,\Phi \\ \Psi^*\Phi \end{pmatrix};$$

pour une onde plane

$$\langle\beta\vec{\alpha}\rangle = \frac{\vec{v}}{c}\wedge\langle\beta\vec{\sigma}\rangle \qquad \text{et} \qquad \langle\vec{\alpha}\rangle = \frac{\vec{v}}{c}.$$

Manuscrit reçu le 17 octobre 1952.

BIBLIOGRAPHIE.

[1] MAYER M. G., MOSZKOWSKI S. A. et NORDHEIM L. W. — *Rev. Mod. Physics*, 1951, **23**, 315.
[2] LANGER et MOFFAT. — *Phys. Rev.*, 1951, **82**, 635.
[3] WIGNER E. — *Gött. Nachr.*, 1952, p. 546.
[4] LONGMIRE C. L. et MESSIAH A. M. L. — *Phys. Rev.*, 1951, **83**, 464 L.
[5] CRITCHFIELD C. L. — *Phys. Rev.*, 1943, **63**, 417.
[6] FELDMAN L. et WU C. S. — *Phys. Rev.*, 1952, **87**, 1091.
[7] BOUCHEZ R. et NATAF R. — *C. R. Acad. Sc.*, 1952, **234**, 86; *Phys. Rev.*, 1952, **87**, 155 L.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM. TOME 14, FÉVRIER 1953, PAGE 77.

APPAREILLAGE POUR LA MESURE DE LA RÉACTIVITÉ DANS UNE PILE ATOMIQUE

Par J. WEILL.

Commissariat à l'Énergie atomique,
Division des Constructions électriques,
Centre d'Études Nucléaires de Saclay.

Sommaire. — On décrit ici trois procédés ayant fait l'objet d'expériences pour la mesure de la réactivité dans une pile atomique.

Le premier de ces procédés, déjà connu, consiste à mesurer la puissance de la pile par l'intermédiaire d'un amplificateur logarithmique, puis de prendre la dérivée du logarithme de la puissance.

Les deux autres procédés expérimentaux sont basés sur la recherche du quotient entre la dérivée de la puissance et la puissance elle-même. Les deux méthodes employées sont les suivantes :

a. Formation sur un tube oscilloscopique d'une droite résultant de l'envoi sur les plaques de déflexion verticale du tube, d'une tension alternative proportionnelle à $\frac{\mathrm{d}P}{\mathrm{d}t}$ et sur les plaques de déflexion horizontales, d'une tension alternative proportionnelle à P et en phase avec la première. La tangente de l'angle de la droite avec l'horizontale est ainsi proportionnelle à la réactivité.

b. Utilisation d'un potentiomètre enregistreur automatique fonctionnant en quotientmètre. Ce dernier procédé est utilisé au tableau de contrôle de la pile atomique de Saclay.

Mesure de la réactivité dans une pile atomique. — La mesure de la réactivité dans une pile atomique permet de prévoir, à chaque instant, l'évolution de la puissance de la pile; elle permet d'assurer une sécurité qui provoque l'arrêt de la pile ou la stabilisation de la puissance qu'elle fournit; elle permet, par ailleurs, d'étudier l'influence sur la réactivité d'un certain nombre de facteurs, parmi lesquels nous citerons la température et le chargement de la pile en isotopes.

La pile, abandonnée à elle-même, évolue suivant une loi exponentielle de la forme

$$P = P_0\,\mathrm{e}^{kt},$$

où k, l'exposant de l'exponentielle, est de la forme

$$k = \frac{m-1}{\tau} = \frac{r}{\tau};$$

m est appelé le coefficient de reproduction des neutrons, τ, la vie moyenne des neutrons thermiques produisant des fissions dans la pile et r la réactivité, généralement exprimée en p. c. m. (pour cent mille).

Pour une pile divergente, on a $r > 0$ (régime surcritique);

Pour une pile de puissance constante, $r = 0$ (régime critique);

Pour une pile convergente, $r < 0$ (régime sub-critique).

Pour une pile à eau lourde, la loi

$$P = P_0\,\mathrm{e}^{kt}$$

est suffisamment bien vérifiée si l'on adopte pour τ la valeur de 10^{-1} s, cette valeur tient compte des effets dus à la présence dans la pile de neutrons retardés.

La mesure de la réactivité peut donc se ramener à la mesure de k, le facteur de l'exponentielle. Nous poserons une fois pour toutes

$$r = k \times \tau.$$

La réactivité r représente donc, en fait, la dérivée logarithmique de la puissance, soit

$$r = \frac{\mathrm{d}\log P}{\mathrm{d}t}\,\tau, \tag{1}$$

$$r = \frac{\mathrm{d}P}{P\,\mathrm{d}t}\,\tau. \tag{2}$$

Pour mesurer la réactivité, on pourra d'après (1)

prendre le logarithme de la puissance, puis sa dérivée par rapport au temps, procédé déjà décrit par plusieurs auteurs [1] et sur lequel nous donnerons quelques précisions, ou, d'après (2), diviser la dérivée de la puissance par la puissance elle-même, méthode que nous avons utilisée comme base de deux procédés que nous décrivons ici. Le second de ces procédés a été employé pour le contrôle de la pile à eau lourde de Saclay.

A. **Méthode de l'amplificateur logarithmique.** — La puissance de la pile est mesurée à l'aide d'une chambre d'ionisation qui fournit un courant qui

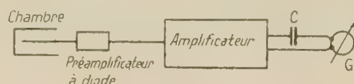


Fig. 1. — Schéma de principe du dispositif à amplificateur logarithmique.

lui est proportionnel. Dans le cas qui nous intéresse, cette chambre est suivie d'un amplificateur logarithmique tel, que la tension de sortie de cet amplificateur soit toujours proportionnelle au logarithme du courant de la chambre, donc au logarithme de la puissance de la pile. Ce dispositif est suivi d'un circuit comprenant une capacité et un galvanomètre suivant la figure 1.

Si j est le facteur de proportionnalité entre le courant de la chambre et la puissance de la pile, on peut écrire

$$P = P_0\,e^{kt}, \qquad I = I_0\,e^{kt}, \qquad I = jP.$$

La tension de sortie de l'amplificateur est

$$v = K\,\mathrm{Log}\,j P_0\,e^{kt},$$

où K est une constante de l'amplificateur.

Soit, par ailleurs, rg la résistance interne du galvanomètre et C la capacité de dérivation, on aura

$$v = K\,\mathrm{Log}\,j P_0\,e^{kt} = V_C + rg\,C\,\frac{\mathrm{d}V_C}{\mathrm{d}t},$$

où V_C est la tension aux bornes de la capacité; on a donc

$$V_C + rg\,C\,\frac{\mathrm{d}V_C}{\mathrm{d}t} = K\,\mathrm{Log}\,j P_0 + Kkt$$

dont la solution est

$$V_C = A\,e^{-\frac{t}{Crg}} + Kkt + K\,\mathrm{Log}\,j P_0 - KkC\,rg,$$

où A est une constante d'intégration.

En choisissant Crg faible devant le temps de mesure, le terme transitoire $A\,e^{-\frac{t}{Crg}}$ disparaît rapidement et l'on a

$$V_C = Kkt + K\,\mathrm{Log}\,j P_0 - KkC\,rg.$$

Le courant traversant le galvanomètre sera

$$i_g = C\,\frac{\mathrm{d}V_C}{\mathrm{d}t},$$

d'où

$$i_g = KkC = \frac{CKr}{\tau},$$

où l'on voit que ig est directement proportionnel à la réactivité r.

L'amplificateur logarithmique utilisé doit couvrir une grande gamme de mesure. Nous utilisons ici l'amplificateur à diodes [2] qui donne une réponse logarithmique pouvant couvrir selon les diodes employées une gamme de courant de 10^{-14} à 10^{-6} A, avec une gamme de six puissances de dix pour une même diode (*fig.* 2).

Le facteur K reste toujours sensiblement égal à 0,2 V, quel que soit le type de diode employé.

On choisira une capacité très bien isolée et de grande valeur, afin que ig soit aussi grand que possible, mais telle que Crg reste faible devant le

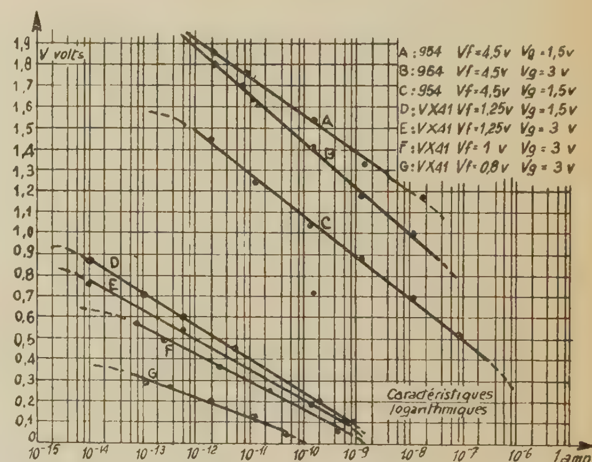


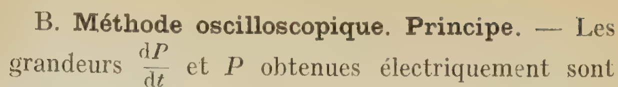
Fig. 2. — Caractéristiques logarithmiques de diodes. (Voir *J. Phys. Rad.*, 1951, **12**, 144.)

temps de mesure. A titre d'exemple, avec un galvanomètre de résistance interne $rg = 1000\,\Omega$ et $C = 500\,\mu$F, on aura pour $r = 1$ p. c. m.,

$$ig = 10^{-8}\,A.$$

Cette méthode donne de bons résultats. Signalons cependant qu'elle ne se prête directement, ni à l'installation d'un circuit de sécurité donnant un signal de déclenchement en cas d'excès de réactivité, ni à l'enregistrement (sauf enregistrement photographique peu commode à employer). Il convient de lui adjoindre un enregistreur très sensible, comportant lui-même un amplificateur à courant continu ou à découpeur sur lequel il sera possible d'installer des contacts de sécurité.

Fig. 3. — Échelle de lecture sur le tube oscilloscopique. Cette échelle est gravée sur un disque de plexiglass placé devant le tube.



B. Méthode oscilloscopique. Principe. — Les grandeurs $\frac{dP}{dt}$ et P obtenues électriquement sont

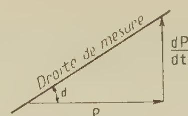


Fig. 4. — Figure de Lissajoux formée sur le tube oscilloscopique.

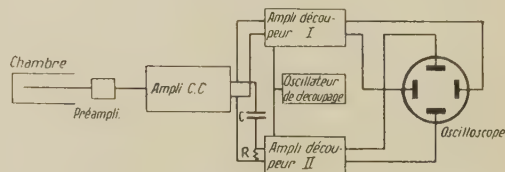


Fig. 5. — Schéma de principe du dispositif à amplificateur découpeur et tube oscilloscopique.

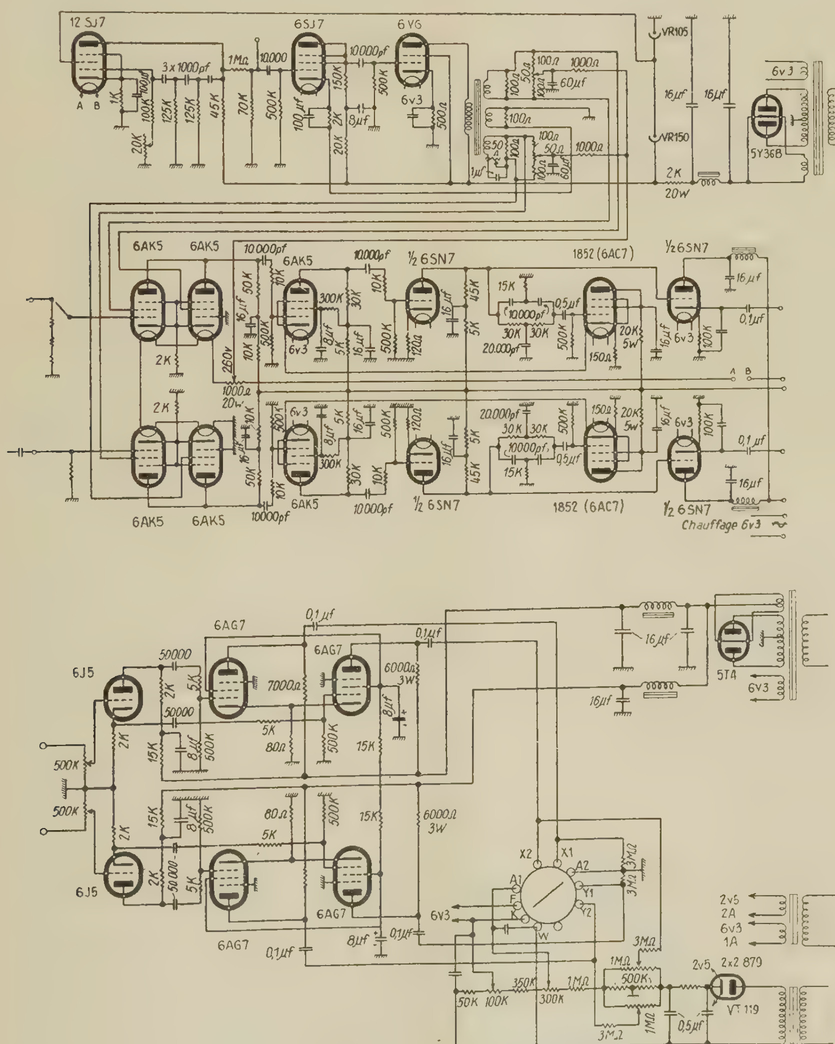


Fig. 6. — Schéma général du dispositif de la figure 5. (Ce schéma ne comporte pas l'amplificateur à courant continu.)

transformées en tension alternative d'amplitude proportionnelle à la grandeur considérée par un découpeur électronique. Les deux tensions alternatives ainsi obtenues, convenablement amplifiées, maintenues en phase et sinusoïdales, sont appliquées l'une sur les plaques de déflexion verticales, l'autre sur les plaques de déflexion horizontale d'un tube oscilloscopique. La figure de Lissajoux ainsi obtenue est une droite telle que la tangente de l'angle qu'elle fait avec l'horizontale est proportionnelle à k (*fig.* 4). La graduation en tangente (*fig.* 3) est très favorable dans notre cas, car elle permet des mesures précises vers les petits angles (réactivité faible), l'échelle se resserrant pour les grands angles (réactivité forte). Elle permet, de plus, grâce à cette échelle unique, de n'avoir à effectuer aucun changement de sensibilité. Le schéma de principe de l'appareil est représenté sur la figure 5. Le découpage, transformation des tensions continues en tensions alternatives, se fait ici par une méthode purement électronique (*fig.* 6). La fréquence de découpage choisie est de 1000 Hz [1].

L'amplificateur à courant continu employé donne une tension de sortie proportionnelle à la puissance de la pile; soit g ce facteur de proportionnalité, g_1 et g_2 les gains respectifs des deux amplificateurs découpeurs, on aura

$$e_s = gP,$$

d'où sur les plaques verticales du tube une amplitude

$$A_v = g g_1 P$$

et sur les plaques horizontales

$$A_h = g g_2 RC \frac{\mathrm{d}P}{\mathrm{d}t},$$

d'où

$$\operatorname{tg}\alpha = RC \frac{g_2}{g_1} \frac{\mathrm{d}P}{P\,\mathrm{d}t}, \qquad k = \frac{\operatorname{tg}\alpha}{RC} \frac{g_1}{g_2}, \qquad r = \frac{\operatorname{tg}\alpha}{RC} \frac{g_1}{g_2} \tau.$$

On voit que g n'intervient plus, il suffira de choisir g_1 et g_2 de manière à avoir la sensibilité désirée.

Cette méthode est assez délicate à mettre au point du fait de la difficulté de la mise en phase des signaux et des dérives de zéro des amplificateurs découpeurs. Elle donne néanmoins de bons résultats, mais ne se prête pas aisément à l'enregistrement ou à l'installation d'une sécurité.

C. **Méthode du potentiomètre automatique.** — Cette dernière méthode effectue également la division de la dérivée de la puissance par la puissance elle-même, mais cette division s'effectue ici par un potentiomètre automatique à servomécanisme.

Le schéma de principe représenté sur la figure 7 comporte successivement une chambre d'ionisation, un amplificateur à courant continu et un enregistreur à servomécanisme.

Cet enregistreur comporte un moteur diphasé

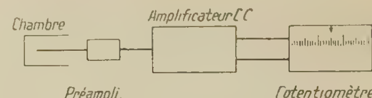


Fig. 7. — Schéma de principe du dispositif à potentiomètre enregistreur automatique.

dit « d'équilibrage » entraînant le curseur d'un potentiomètre à fil calibré. L'une des phases du moteur est alimentée par le secteur, l'autre phase est branchée à la sortie d'un « amplificateur de zéro » à découpeur dont le signal de sortie est proportionnel à la « tension d'erreur » qui se produit entre la tension d'entrée de l'enregistreur et la tension déterminée par la position du curseur sur le potentiomètre calibré. L'équilibre est donc atteint lorsqu'il y a égalité entre ces deux tensions.

Nous utilisons ici le circuit de la figure 8, la

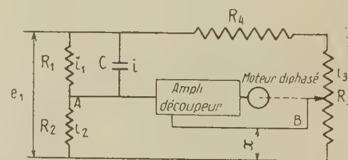


Fig. 8. — Circuit de branchement du potentiomètre.

tension d'entrée est proportionnelle à la dérivée $\frac{\mathrm{d}P}{\mathrm{d}t}$ de la puissance, la tension sur le potentiomètre calibré est proportionnelle à la puissance P. Dans ces conditions, à l'équilibre, le déplacement x du curseur se trouve être proportionnel à $\frac{\mathrm{d}P}{P\,\mathrm{d}t}$. Au curseur du potentiomètre est lié mécaniquement un chariot muni d'une plume inscrivant le déplacement x sur une bande de papier d'enregistrement. Des constacts de sécurité sont installés sur un point convenable de la course du chariot.

Calcul du circuit. — On aura e_1 (proportionnel à la puissance de la pile)

$$e_1 = E_0\,\mathrm{e}^{kt} = R_1 i_1 + R_2 i_2,$$

aucun courant ne traversant à l'équilibre la branche AB

$$i_2 = i_1 + i \qquad \text{et} \qquad i = CR_1 \frac{\mathrm{d}i_1}{\mathrm{d}t},$$

l'équation du système est

$$(R_1 + R_2) i_1 + CR_1 R_2 \frac{\mathrm{d}i_1}{\mathrm{d}t} = E_0\,\mathrm{e}^{kt}$$

[1] Ce découpage pourrait se faire aussi par vibreurs.

dont la solution est

$$i_1 = A\, e^{-\frac{R_1+R_2}{CR_1R_2}t} + \frac{E_0\, e^{kt}}{R_1+R_2+CR_1R_2k}.$$

En choisissant CR_1R_2 faible devant $(R_1+R_2)\,t$, le terme transitoire $A\, e^{-\frac{R_1+R_2}{CR_1R_2}t}$ disparait et CR_1R_2k est, *a fortiori*, négligeable devant R_1+R_2, d'où

$$i_1 = \frac{E_0\, e^{kt}}{R_1+R_2}.$$

A l'équilibre, on a

$$x = \frac{R_2 i_2}{R_3 i_3}$$

avec

$$R_2 i_2 = E_0\, e^{kt} - R_1 i_1 \qquad \text{et} \qquad R_3 i_3 = \frac{R_3 E_0\, e^{kt}}{R_3+R_4},$$

d'où

$$x = x_0 + \frac{CR_1R_2(R_3+R_4)}{R_3(R_1+R_2)}\,k,$$

avec

$$x_0 = \frac{R_2(R_3+R_4)}{R_3(R_1+R_2)}.$$

On voit que ce résultat est une fonction linéaire de k, donc de la réactivité r. Il est évidemment indépendant de la puissance de la pile, dans la mesure cependant où la puissance dépasse un seuil tel que e_1 soit compatible avec la limite de sensibilité de l'enregistreur. L'ordonnée à l'origine

$$x_0 = \frac{R_2(R_3+R_4)}{R_3(R_1+R_2)}$$

indépendante de la puissance permet de placer le zéro à un endroit quelconque de l'échelle de mesure et de mesurer ainsi des valeurs négatives de k.

L'appareil que nous avons réalisé comporte un zéro central et deux échelles, l'une de — 500 à + 500 p. c. m., l'autre de — 100 à + 100 p. c. m., grâce à une commutation et un choix convenable des résistances R_1, R_2, R_3, R_4 et de la capacité C.

Cet appareillage a donné des résultats très satisfaisants; notons qu'il est de construction très aisée, ne demandant qu'une petite transformation d'un appareil que l'on trouve dans le commerce et dont la bonne marche est éprouvée ([2]).

Manuscrit reçu le 2 octobre 1952.

([2]) D'une manière générale, ces appareils peuvent servir à mesurer les constantes de temps. Ils trouvent de ce fait leur place dans un grand nombre d'applications parmi lesquelles nous citerons : la mesure des grandes résistances, des capacités et, en particulier, de leurs constantes de temps, et la mesure de la période d'un élément radioactif.

BIBLIOGRAPHIE.

[1] Richardson O. W. — *Phil. Mag.*, 1912, **23**, 263; *Phil. Mag.*, 1912, **24**, 737; The Emission of Electricity from Hot Bodies. Longmens, Green and Co, 1921.
Dushman S. — *Phys. Rev.*, 1914, **4**, 121.
Meader et Bentley. — *Rev. Sc. Instr.*, 1939, p. 336.
Johnstone C. W. — *Rapport déclassifié*, A. E. C. U., 1949, p. 363.
Ozeroff W. S. — The Science and Engineering of Nuclear Power, 1947, p. 254.

[2] Brière M., Rogozinski A. et Weill J. — *J. Physique Rad.*, 1951, **12**, 144.

INFLUENCE DU CHAMP MAGNÉTIQUE SUR UNE TRANSFORMATION POLYMORPHIQUE D'UN FERROMAGNÉTIQUE

Par André J. P. MEYER et Pierre TAGLANG

Institut de Physique, Strasbourg.

Sommaire. — On démontre que la température de transformation polymorphique d'un ferromagnétique dépend du champ magnétique extérieur appliqué. Une vérification expérimentale est en accord avec l'effet prévu.

1. **Introduction.** — L'état thermodynamique de l'unité de masse d'un corps pur peut être caractérisé, si l'on choisit comme variables indépendantes la température θ et la pression p, par son potentiel thermodynamique spécifique G

$$G = U - \theta S + pv, \tag{1}$$

où U est l'énergie interne spécifique, S l'entropie spécifique et v le volume spécifique.

Si le corps est susceptible d'exister sous deux phases différentes 1 et 2, ces deux phases sont caractérisées par deux potentiels thermodynamiques différents G_1 et G_2. Ceux-ci sont représentés, dans l'espace (G, θ, p) par deux surfaces qui se rencontrent suivant une courbe commune fixant les températures d'équilibre des deux états en fonction de la pression.

Dans le cas d'un corps ferromagnétique, il convient de compléter, par des termes magnétiques, la fonction G qui devient

$$G_m = \left(U - \frac{n\sigma^2}{2}\right) - \theta S + (pv - H\sigma), \tag{2}$$

où n est le facteur de champ moléculaire, σ l'aimantation spontanée spécifique et H le champ agissant. Le terme $-\frac{n\sigma^2}{2}$ qui est dû au champ moléculaire peut être considéré comme terme magnétique U_m de l'énergie interne totale. Le terme $-H\sigma$, faible par rapport au précédent, est dû au champ agissant et s'ajoute donc aux termes des énergies fournies au corps.

2. **Cas des corps ferromagnétiques.** — Considérons maintenant un ferromagnétique qui subit à une température θ une transformation polymorphique accompagnée d'une variation discontinue de n ou de σ ou des deux ensemble; la température de transformation θ sera donnée par l'égalité des potentiels thermodynamiques caractérisant les deux états, soit

$$\left(U_1 - \frac{n_1\sigma_1^2}{2}\right) - \theta S_1 + (pv_1 - H_1\sigma_1) = \left(U_2 - \frac{n_2\sigma_2^2}{2}\right) - \theta S_2 + (pv_2 - H_2\sigma_2). \tag{3}$$

Dans le cas particulier, plus fréquent, où la transformation est accompagnée de la disparition de l'aimantation spontanée, cette formule devient

$$\left(U_1 - \frac{n\sigma^2}{2}\right) - \theta S_1 + (pv_1 - H\sigma) = U_2 - \theta S_2 + pv_2. \tag{3'}$$

D'où la température de transformation

$$\theta = \frac{U_2 - U_1}{S_2 - S_1} + \frac{n\sigma^2}{2(S_2 - S_1)} + \frac{p(v_2 - v_1)}{S_2 - S_1} + \frac{H\sigma}{S_2 - S_1}. \tag{4}$$

Cette formule permet de reconnaître que θ est fonction croissante de n, σ et H.

3. **Influence du champ moléculaire.** — Le terme $\frac{n\sigma^2}{2(S_2 - S_1)}$ caractérise l'influence du champ moléculaire de l'état ferromagnétique sur la température de transformation à champ extérieur nul. La variation discontinue de ce terme à la température θ contribuera à l'irréversibilité des transformations des corps ferromagnétiques. Il apparaît ainsi que les transformations des corps ferromagnétiques entraînant une variation discontinue de l'aimantation spontanée ou du champ moléculaire doivent présenter un caractère d'irréversibilité qu'on ne doit pas confondre avec des phénomènes de métastabilité.

4. **Influence d'un champ extérieur.** — Le terme $\frac{H\sigma}{(S_2 - S_1)}$ indique que la température de transformation fixée par les autres termes de (4) est fonction croissante du champ extérieur appliqué.

L'influence du champ extérieur sur la température de transformation dépend de l'importance de σ par rapport à la différence d'entropie des deux états en présence. Si nous supposons qu'une variation du champ agissant n'a d'influence ni sur la différence d'entropie des deux états, ni sur la différence des volumes spécifiques des deux états, c'est-à-dire si nous négligeons des influences de second ordre, nous pouvons écrire

$$\Delta\theta = \Delta H \frac{\sigma}{S_2 - S_1}. \tag{5}$$

Or

$$S_2 - S_1 = \frac{L}{\theta},$$

où L est la chaleur latente de la transformation et

$$\Delta\theta = \theta\,\Delta H \frac{\sigma}{L}. \tag{6}$$

Nous avons ainsi la formule de Clapeyron avec les variables indépendantes H et σ.

5. **Vérification expérimentale.** — L'irréversibilité des transformations polymorphiques des ferromagnétiques est bien connue. La vérification expérimentale de l'action du champ moléculaire sur la température de transformation est cependant difficile, étant donné le grand nombre de variables qui peuvent intervenir. Par ailleurs, la part de l'irréversibilité qui doit être attribuée à la présence du champ moléculaire ne peut être déterminée expérimentalement.

Il n'en est pas de même en ce qui concerne l'influence d'un champ extérieur sur la température de transformation. Le composé défini Mn As, pour lequel Guillaud [1], [2] a déjà signalé une influence du champ extérieur sur la température de transformation, nous a paru réunir les conditions les plus favorables à cette vérification expérimentale.

Mn As [1], [3] subit, en effet, une transformation polymorphique irréversible à 45° C à l'aller, 34° C au retour. Cette transformation est accompagnée de la disparition de l'aimantation spontanée. Le point de Curie ferromagnétique de l'état stable à basse température, déterminé par Guillaud par extrapolation de la courbe $\sigma_s^2 = f(T)$, se situe à 126°C. Les températures de transformation (45 et 34°C) sont facilement accessibles à l'expérience et peuvent être déterminées avec une grande précision.

6. **Méthode expérimentale.** — L'observation de l'effet d'un champ extérieur sur la température de transformation ne peut se faire par l'étude de la variation thermique de l'aimantation par une méthode d'extraction. En effet, l'extraction d'un ellipsoïde d'une zone de champ fort vers une zone de champ faible provoquera la transformation à la température qui correspond au champ faible et, par suite de l'irréversibilité de la transformation, l'aimantation ne réapparaîtra pas dans le champ fort. Nous avons donc mesuré les températures de transformation d'un échantillon soumis à un champ magnétique par analyse thermique différentielle. A cet effet, l'appareil, réduit à des dimensions minima, a été monté entre les pièces polaires spécialement étudiées d'un fort électroaimant. Les mesures des températures de transformation à l'aller et au retour ont été faites dans différents champs.

7. **Résultats expérimentaux.** — L'échantillon utilisé a été fondu par la méthode des tubes de silice [4]. Son aimantation à saturation au zéro

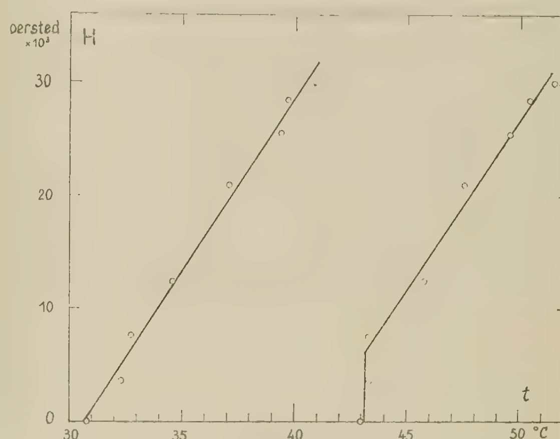


Fig. — Températures de transformation de Mn As en fonction du champ extérieur appliqué, à l'aller et au retour.

absolu mesurée par la méthode d'extraction a été trouvée égale à 3,0 μ_B. Les températures de transformation sans champ extérieur sont situées à 43,0° C à l'aller et à 30,8° C au retour. Ces propriétés, en accord avec les résultats de Guillaud indiquent que l'échantillon étudié contient un faible excès de Mn.

TABLEAU.

H_{ext} (en Oe).	T_{tr} aller (en °C).	T_{tr} retour (en °C).
0	43,0	30,8
3 600	43,3	32,3
7 200	43,3	32,8
12 500	45,7	34,6
21 000	47,7	37,2
25 500	49,6	39,3
28 500	50,6	39,8
30 000	51,5	40,8

Si l'on applique un champ magnétique extérieur, on constate que les températures de transformation

à l'aller et au retour subissent un fort décalage. Nous avons rassemblé dans le tableau précédent les températures de transformation aller et retour en fonction du champ extérieur appliqué.

8. **Interprétation des résultats.** — Nous avons indiqué sur la figure les courbes représentant les températures de transformation pour les différents champs extérieurs agissants. La courbe aller montre un palier. La température de transformation reste constante tant que les champs appliqués sont inférieurs à 6 000 Oe environ (ce palier est dû au champ démagnétisant de l'échantillon). Pour des champs supérieurs à 6 000 Oe, la température de transformation s'élève en fonction du champ extérieur. Cette courbe est assimilable à une droite dans le domaine exploré. La pente de cette droite est, aux erreurs d'expérience près, la même que celle de la droite représentant les températures de transformation au retour. Dans cette dernière courbe, le palier n'apparaît cependant pas, l'aimantation spontanée étant nulle avant la transformation. La pente commune de ces deux droites est de 3,3° C par 10 000 Oe.

D'après les mesures de Bates [5], la chaleur latente de la transformation de MnAs est 1,79 cal/g, d'après les mesures d'aimantation de Guillaud [1], l'aimantation spontanée à la température de transformation est d'environ 80 u. e. m. C. G. S. Si nous introduisons ces valeurs dans (6), nous calculons pour la pente des droites 3,35° C par 10 000 Oe. Ce résultat est en bon accord avec la pente trouvée expérimentalement.

Dans le domaine de températures exploré grâce aux champs accessibles à l'expérience, on peut négliger la variation de σ en fonction de la température, approximation qui donne une variation linéaire de la température de transformation avec le champ appliqué, ce qui est vérifié par la courbe expérimentale. Cette approximation n'est plus valable si les champs utilisés provoquent un fort déplacement de la température de transformation accompagné d'une variation importante de l'aimantation spontanée. L'effet observé doit tendre vers zéro si la température de transformation se rapproche du point de Curie ferromagnétique où σ tend vers zéro.

Les courbes relevées indiquent, de plus, qu'un échantillon, transformé à champ extérieur nul, reprendrait son état initial à température constante sous l'action d'un champ d'environ 35 000 Oe. Notre installation expérimentale au champ maximum de 30 000 Oe ne nous a pas permis de procéder à cette vérification.

Manuscrit reçu le 22 novembre 1952.

BIBLIOGRAPHIE.

[1] Guillaud Ch. — *Thèse*, Strasbourg, 1943.
[2] Guillaud Ch. — *J. Physique Rad.*, 1951, **12**, 223.
[3] Meyer A. et Taglang P. — *J. Physique Rad.*, 1951, **12**, 635.
[4] Meyer A. et Taglang P. — *J. Physique Rad.*, 1952, **13**, 485.
[5] Bates L. F. — *Proc. Roy. Soc.*, A, 1928, **117**, 680; *Phil. Mag.*, 1929, **8**, 714.

ESSAI D'INTERPRÉTATION DES SPECTRES D'ABSORPTION DANS LE PROCHE INFRAROUGE. II. BENZÈNE

Par GERMAIN GAUTHIER (1).

Laboratoire des Recherches physiques à la Sorbonne.

Sommaire. — La dispersion spectrale dont nous disposons, très supérieure à celle des études antérieures, nous a permis de mettre en évidence, entre 0,8 et 1,9 μ, une quarantaine de bandes d'absorption nouvelles du benzène à l'état liquide. Le spectre s'interprète assez bien au moyen de combinaisons de fréquences, et aussi d'harmoniques, en admettant, pour la molécule de benzène, une symétrie D_{6h}. L'accumulation des fréquences de combinaison, dans les régions où devraient se trouver les harmoniques pairs : 2 ν, 4 ν, ... (qui sont interdits avec la symétrie D_{6h}) conduit facilement à expliquer les bandes d'absorption mesurées.

On admet généralement que la molécule de benzène, à l'état libre, possède la symétrie D_{6h}. Par suite, de nombreuses vibrations fondamentales, harmoniques ou de combinaison ne donnent pas lieu à une absorption dans l'infrarouge. Les règles de sélection indiquent, en effet, que l'oscillation obtenue doit appartenir *exclusivement* aux types E_u^- et A_{2u}. *Dans ce qui suit, nous supposerons cette condition remplie.* Mais il est très probable, qu'à l'état liquide, les molécules de benzène se trouvent déformées et qu'elles possèdent une symétrie beaucoup moindre que D_{6h}. On mesure, en effet, dans le spectre d'absorption et dans le spectre de diffusion (effet Raman) du benzène à l'état liquide, des bandes correspondant à des vibrations interdites dans l'hypothèse d'une symétrie D_{6h}.

La présence de l'isotope C_{13} du carbone, malgré sa teneur relativement faible (0,7 pour 100), peut aussi contribuer à diminuer la symétrie de la molécule de benzène en remplaçant un ou plusieurs atomes de carbone 12. Ainsi qu'on l'a signalé précédemment [8]), en faveur de cette considération se place le fait expérimental que, dans le spectre du benzène à l'état vapeur, c'est-à-dire en l'absence de déformation moléculaire, semblent apparaître, avec une certaine intensité, des vibrations interdites.

Le spectre d'absorption du benzène à l'état liquide — le seul que nous considérerons — a été obtenu dans l'infrarouge proche par de nombreux auteurs, qu'il est impossible de citer tous [C. K. Ingold, C. L. Wilson et leurs collaborateurs [21], R. Freymann [10], P. Barchewitz seul ou avec Mme Causse [2], [6], etc.].

Les études précédentes ne disposaient généralement que d'une dispersion assez faible (sauf Freymann) et l'utilisation de notre spectrographe à réseau nous a permis de trouver, entre 1,2 et 1,9 μ une quarantaine de bandes nouvelles (*fig.* 1). Comme nous le dirons par ailleurs, pour résoudre des bandes situées plus près du visible, notre dispersion s'avère

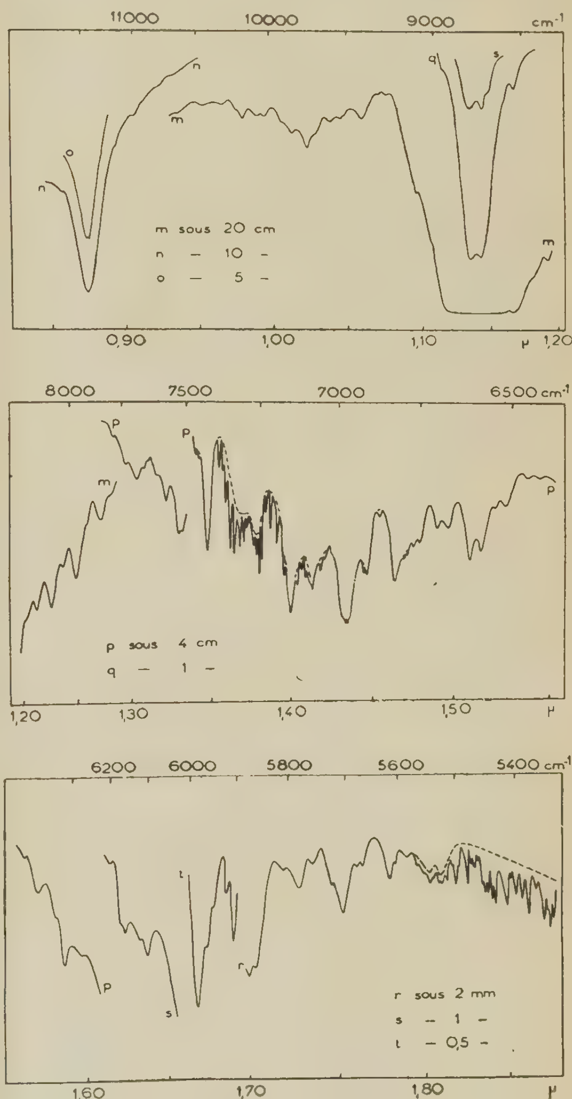


Fig. 1. — Spectre du benzène liquide, enregistrements directs.

(1) Actuellement Professeur au Collège militaire Saint-Jean, Province de Québec (Canada).

encore trop faible. *Aussi bien que pour les hydrocarbures saturés aliphatiques précédemment étudiés, il n'existe aucune simplification du spectre, à mesure que l'on s'élève dans la série des harmoniques.* La réduction du nombre des composantes, signalée par divers auteurs et, en dernier lieu par Mme Causse et Barchewitz, tient évidemment à l'utilisation d'une dispersion beaucoup plus faible que la nôtre. La même remarque s'applique aux bandes de combinaison.

Nous n'avons pas examiné la région de 3000 cm^{-1} dans laquelle se placent les vibrations fondamentales CH pour les dérivés aromatiques. Beaucoup d'auteurs ont été intrigués par l'existence de trois bandes fortes vers 3086, 3063 et 3034 cm^{-1}, alors qu'on n'en prévoit qu'une seule, due à une oscillation doublement dégénérée du type E_u^-. On pourrait supposer que la déformation de la molécule de benzène, à l'état liquide, rende actives en absorption des vibrations du type A_{1g} ou E_g^+, qui ne devraient apparaître que dans la diffusion, ou du type B_{1u}, qui se présente comme inactive dans l'absorption et la diffusion, les unes et les autres se plaçant dans la région considérée.

Nous préférons une autre explication, qui s'accorde avec nos résultats dans le cas des hydrocarbures aliphatiques et qui a déjà été signalée par Herzberg [20] ainsi que par d'autres auteurs (en particulier Barchewitz et Mme Causse) : ceux-ci ont fait remarquer qu'il existait des combinaisons, permises avec la symétrie D_{6h} du benzène, qui se trouvaient aussi vers 3000 cm^{-1} :

$$1606(E_g^+) + 1480(E_u^-) = 3086(E_u^-) \quad \text{cm}^{-1},$$
$$1584(E_g^+) + 1480(E_u^-) = 3064(E_u^-) \quad \text{cm}^{-1}.$$

C'est ce qui a conduit les auteurs précédents à adopter comme vibration fondamentale 3038 cm^{-1}, en s'étonnant que les deux bandes, considérées comme des vibrations de combinaison, possèdent une intensité de même ordre que la vibration admise comme fondamentale. La comparaison du spectre de la pyridine — qui possède une symétrie plus faible C_{2v} — dans la même région, où il présente également trois bandes fortes, avait alors conduit à douter de la symétrie D_{6h} du benzène et à supposer qu'elle était aussi réduite à C_{2v}, par la présence des autres molécules de benzène liquide.

En laissant de côté la diminution de symétrie de la molécule de benzène à l'état liquide, soit par déformation, soit par l'existence de molécules isotopiques avec un carbone 13, nous pouvons reprendre ici l'hypothèse que nous avons donnée à propos des hydrocarbures saturés aliphatiques, d'une résonance entre une vibration fondamentale du type E_u^- et les deux vibrations de combinaison précédemment indiquées, également du même type. Toutes les conditions semblent remplies pour permettre cette résonance, puisqu'il s'agit de vibrations possédant des nombres d'ondes assez voisins. De cette manière, il est parfaitement admissible que les bandes de combinaison possèdent une intensité comparable à celle du fondamental. En ce qui concerne le nombre d'ondes de ce fondamental, il est impossible de l'indiquer avec une approximation suffisante. D'une part, la structure des bandes harmoniques, approximativement résolues, étant fort compliquée, il n'existe aucune raison de choisir, au milieu des bandes de combinaison, un nombre plutôt qu'un autre pour représenter la vibration harmonique réelle et, dans le cas des harmoniques d'ordre supérieur, la résolution et la précision restent vraiment assez faibles. D'autre part, on sait que, dans la résonance, on observe généralement un écartement des vibrations en jeu. Pour ces raisons, on ne peut accorder qu'une valeur qualitative aux essais d'application numériques qui ont été proposés, au moyen de la formule de Kratzer.

Pour l'interprétation des bandes harmoniques et de combinaison, en raison de leur complexité, *nous avons essayé systématiquement, dans chaque cas, toutes les combinaisons permises dans l'hypothèse de la symétrie D_{6h}*, c'est-à-dire appartenant exclusivement aux types D_{6h} et E_u^- *et pouvant correspondre effectivement à des bandes mesurées.* Cette étude montre qu'il se produit des simplifications dans chaque cas. *Nous n'avons pu tenir compte d'une anharmonicité des vibrations de l'ordre de* 1,5 *à* 3,5 pour 100 que nous ne connaissons pas exactement), *de sorte que les nombres d'ondes calculés se présentent toujours supérieurs à ceux que l'on observe.*

Les calculs de ces combinaisons font intervenir, d'une part les vibrations fondamentales, actives ou inactives en absorption, situées au-dessous de 1800 cm^{-1}, d'autre part, plusieurs vibrations situées dans la région de 3000 cm^{-1} (la réduction à une seule vibration du type E_u^- n'est pas possible), enfin des combinaisons de vibrations fondamentales à côté des vibrations fondamentales elles-mêmes.

Région de combinaison 5580-5820 cm^{-1}.

ν (cm^{-1}) observé.	Interprétation et symétrie des composantes. (Les composantes les plus intenses sont marquées d'un x.)	Symétrie résultante.
5 585	$1963(E_u^-) + 3062(A_{1g}) + 606(E_g^+) = 5631$	E_u^-
	$1596(E_g^+) + 3062(A_{1g}) + 870(E_u^-) = 5628$	A_{2u}
5 618	x $1596(E_g^+) + 3062(A_{1g}) + 1010(B_{2u}) = 5668$	E_u^-
	x $1596(E_g^+) + 3080(E_u^-) + 992(A_{1g}) = 5568$	E_u^-
	$1596(E_g^+) + 3047(E_g^+) + 1037(E_u^-) = 5680$	E_u^-
	$1596(E_g^+) + 3080(E_u^-) + 985(B_{2g}) = 5661$	A_{2u}
	$1485(E_u^-) + 3080(E_u^-) + 1110(B_{2u}) = 5675$	E_u^-

ν (cm⁻¹) observé	Interprétation et symétrie des composantes.	Symétrie résultante
5 668	$1810(E_u^-) + 3047(E_g^+) + 849(E_g^-) = 5706$	A_{2u}
	$1485(E_u^-) + 3047(E_g^+) + 1178(E_g^+) = 5710$	E_u^-
	x $1810(E_u^-) + 3062(A_{1g}) + 849(E_g^-) = 5721$	A_{2u}
	$1963(E_u^-) + 3080(E_u^-) + 671(A_{2u}) = 5714$	A_{2u}
5 707	x $1596(E_g^+) + 3047(E_g^+) + 1110(B_{2u}) = 5753$	E_u^-
	$1648(B_{2u}) + 3080(E_u^-) + 1037(E_u^-) = 5765$	E_u^-
	$1596(E_g^+) + 3062(A_{1g}) + 1110(B_{2u}) = 5768$	E_u^-
5 723	x $1648(B_{2u}) + 3080(E_u^-) + 1037(E_u^+) = 5765$	E_u^-
	x $1596(E_g^+) + 3062(A_{2g}) + 1110(B_{2u}) = 5768$	E_u^-
5 760	x $1596(E_g^+) + 3060(B_{1u}) + 1178(E_g^+) = 5834$	E_u^-
	x $1648(B_{2u}) + 3080(E_u^-) + 1110(B_{2u}) = 5838$	E_u
5 783	$1596(E_g^+) + 3060(B_{1u}) + 1178(E_g^+) = 5834$	E_u
	$1648(B_{2u}) + 3080(E_u^-) + 1110(B_{2u}) = 5838$	E_u^-
	x $1810(E_u^-) + 3047(E_g^+) + 992(A_{1g}) = 5849$	E_u^-

Région de l'harmonique 2ν. — D'après les règles de sélection, *avec une symétrie D_{6h}, les harmoniques pairs 2ν, 4ν, ... sont interdits en absorption.* Leur apparition ne peut provenir que d'un abaissement du degré de symétrie de la molécule de benzène, que nous avons indiqué précédemment. *Il n'est pas nécessaire, pour expliquer les bandes de l'intervalle 5829-6200 cm⁻¹, de faire intervenir l'existence d'un harmonique, comme l'ont suggéré divers auteurs, car elles s'expliquent par l'accumulation des bandes de combinaison dans cette région.* En outre, si l'on compare la région, que l'on pourrait considérer comme représentant l'harmonique 2ν, avec celle qui l'entoure, et qui provient indubitablement de combinaisons, la différence d'intensité n'est pas assez forte pour que l'on puisse indiquer une différence d'origine, harmonique dans un cas, combinaison dans l'autre. Cette opinion se trouve renforcée en constatant que l'intensité de l'harmonique suivant 3ν (permis par les règles de sélection), est au moins 100 fois plus forte que celle des bandes harmoniques qui l'entourent.

Voici les combinaisons que l'on calcule :

$3060 + 3047 = 6107$	$B_{1u} + E_g^+ = E_u^-$
$3080 + 3047 = 6127$	$E_u^- + E_g^+ = E_u^-$
$3062 + 3080 = 6142$	$A_{1g} + E_u^- = E_u^-$

ν calculé (cm⁻¹).	ν composantes.	Classes de symétrie.
5 980	$= 1810 + 3060 + 1110$	$E_u^- = E_u^- + B_{1u} + B_{2u}$
5 982	$= 1596 + 3060 + 1326$	$E_u^- = E_g^+ + B_{1u} + A_{2g}$
6 000	$= 1810 + 3080 + 1110$	$E_u^- = E_u^- + E_u^- + B_{2u}$
6 002	$= 1596 + 3080 + 1326$	$E_u^- = E_g^+ + E_u^- + A_{2g}$
6 002	$= 1963 + 3047 + 992$	$E_u^- = E_u^- + E_g^+ + A_{2g}$
6 017	$= 1963 + 3062 + 992$	$E_u^- = E_u^- + A_{1g} + A_{1g}$
6 021	$= 1326 + 1648 + 3047$	$E_u^- = A_{2g} + B_{2u} + E_g$
6 030	$= 2 \times 1485(E_u^-) + 3060$	$E_u^- = E_g^+ + B_{1u}$
6 033	$= 1963 + 3060 + 1010$	$E_u^- = E_g^+ + B_{1u} + B_{1u}$
6 035	$= 1810 + 3147 + 1178$	$E_u^- = E_u^- + E_g^+ + E_g^+$
6 050	$= 1810 + 3062 + 1178$	$E_u^- = E_u^- + A_{1g} + E_g^+$
6 050	$= 2 \times 1485(E_u^-) + 3082$	$E_u^- = E_g^+ + E_u^-$
6 127	$= 3080 + 3047$	$E_u^- = E_u^- + E_g^+$
6 128	$= 1596 + 3047 + 1485$	$E_u^- = E_g^+ + E_g^+ + E_u^-$
6 133	$= 1963 + 3060 + 1110$	$E_u^- = E_u^- + B_{1u} + B_{2u}$

ν calculé (cm⁻¹).	ν composantes.	Classes de symétrie.
6 142	$= 3062 + 3080$	$E_u^- = A_{1g} + E_u^-$
6 143	$= 1596 + 3062 + 1485$	$E_u^- = E_g^+ + A_{1g} + E_u^+$
6 183	$= 1810 + 3047 + 1326$	$E_u^- = E_u^- + E_g^+ + A_{2g}$
6 188	$= 1963 + 3047 + 1178$	$E_u^- = E_u^- + E_g^+ + E_g^+$
6 193	$= 1648 + 3060 + 1485$	$E_u^- = B_{2u} + B_{1u} + E_u^-$
6 198	$= 1810 + 3062 + 1326$	$E_u^- = E_u^- + A_{1g} + A_{2g}$
6 203	$= 1963 + 3062 + 1178$	$E_u^- = E_u^- + A_{1g} + E_g^+$
6 213	$= 1648 + 3080 + 1485$	$E_u^- = B_{2u} + E_u^- + E_u^-$
6 216	$= 1810 + 3080 + 1326$	$E_u^- = E_u^- + E_u^- + A_{2g}$

Région de combinaison 6200-8700 cm⁻¹. — Des 42 bandes qui apparaissent dans cette région, 28 n'avaient pas encore été signalées. Pour les expliquer en totalité, il faut faire intervenir, non seulement le nombre d'ondes 5984 cm⁻¹, mais aussi ceux des six bandes qui l'entourent, exactement comme pour l'intervalle 5400-5820 cm⁻¹, nous avions dû faire appel à toutes les fréquences du groupe 3000-3100 cm⁻¹.

ν (cm⁻¹) obs.	ν (cm⁻¹) calc.	Interprétation.	ν (cm⁻¹) obs.	ν (cm⁻¹) calc.	Interprétation.
6285	6313	5908+405	7429	7469	5984+1485
6318	6327	5922+405	7457	7476	5880+1596
6375	6389	5984+405	7504	7518	5922+1596
6486	6514	5908+606	7517	7536	5984+ 849+703
6550	6579	5908+671	7564	7580	5984+1596
6566	6590	5984+606	7599	7632	5984+1648
6608	6611	5908+703	7668	7677	5868+1819
6629	6655	5984+671	7688	7699	5880+1819
6689	6687	5984+703	7705	7727	5908+1819
6710	6717	5868+849	7787	7803	5984+1819
6764	6771	5922+849	7843	7879	5984+1485+405
6795	6802	6099+703	7899	7939	5984+1955
6826	6833	5984+ 849	8041	8075	8075+1485+606
6860	6872	5880+ 992	8108	8140	5984+1485+671
6906	6914	5922+ 992	8179	8208	5984+1819+405
6966	6976	5984+ 992	8260	8303	5984+1648+671
6982	6994	5984+1010	8386	8409	5984+1819+606
7084	7094	5984+1010	8449	8474	5984+1819+671
7148	7162	5984+1178	8547	8590	5984+1596+1010
7262	7277	6099+1178	8612	8642	5984+1955+703
7328	7365	5880+1485	8720	8773	5984+1819+970

Région de l'harmonique 3ν. — Les bandes très fortes se présentent à 8780 et 8720 cm^{-1}. Il semble bien qu'avec une faible dispersion, la plupart des autres composantes disparaissent, ce qui avait fait penser à une simplification : elle n'est, en réalité, qu'illusoire. Le resserrement des bandes sur un intervalle de 60 cm^{-1}, contre un étalement de 300 cm^{-1} environ pour le soi-disant harmonique 2ν, confirme qu'il s'agissait bien, dans ce dernier cas, de combinaisons comme nous l'avons indiqué et non d'un véritable harmonique.

$$3060 + 2 \times 3047 = 9154 \qquad B_{1u} + 2(E_g^+) = E_u^-$$
$$3060 + 3047 + 3062 = 9169 \qquad B_{1u} + E_g^+ + A_{1g} = E_u^-$$
$$2 \times 3047 + 3080 = 9174 \qquad 2(E_g^+) + E_u^- = E_u^-$$
$$3047 + 3062 + 3080 = 9189 \qquad E_g^+ + A_{1g} + E_u^- = E_u^-$$
$$2 \times 3060 + 3080 = 9200 \qquad 2(B_{1u}) + E_u^- = E_u^-$$
$$2 \times 3062 + 3080 = 9204 \qquad 2(A_{1g}) + E_u^- = E_u^-$$
$$2 \times 3080 + 3060 = 9220 \qquad 2(E_u^-) + B_{1u} = E_u^-$$
$$3 \times 3080 = 9240 \qquad 3(E_u^-) = E_u^-$$

Bandes de combinaison au voisinage de 1 μ. — Avec une épaisseur de 30 cm de benzène liquide, nous avons mesuré sept bandes nouvelles, en plus de celles que Freymann avait déjà signalées. sous 80 cm. Il est probable qu'avec une couche plus forte, nous aurions trouvé d'autres composantes. Nous adoptons, dans l'état actuel, l'interprétation de Mme Causse et et Barchewitz [6].

Harmonique 4ν vers 0,87 μ. — Comme l'harmonique 2ν, il doit être interdit dans le cas d'une symétrie sénaire du benzène. Il s'agit donc probablement d'une région de bandes de combinaison, dont nous ne pouvons distinguer les composantes, faute d'une dispersion suffisante. Néanmoins, sous une épaisseur de 5 cm, nous trouvons un doublet, déjà signalé par de précédents expérimentateurs [Barnes et Fullweiller, *J. Amer. Chem. Soc.*, 1928, 50, 1033].

Conclusion. — L'examen d'hydrocarbures aliphatiques et du benzène, tous à l'état liquide, dans la région 0,8-1,9 μ, confirme que l'on peut obtenir d'intéressants renseignements analytiques si l'on opère avec une dispersion suffisante. C'est également la condition nécessaire, si l'on veut aboutir à des interprétations des spectres en identifiant les bandes mesurées avec des harmoniques des vibrations fondamentales carbone-hydrogène, situées dans la région de 2900-3000 cm^{-1} et avec des combinaisons de ces vibrations fondamentales (ou de leurs harmoniques), mettant en jeu des vibrations fondamentales possédant des nombres d'ondes beaucoup plus bas. Quoiqu'il faille dans notre région des quantités de substances nettement supérieures à celles qui suffisent pour l'examen de la région 6-15 μ, par exemple, notre étude indique que l'infrarouge proche n'est pourtant pas à négliger dans l'étude des hydrocarbures.

Ce travail a été fait au laboratoire des Recherches physiques à la Sorbonne. Nous remercions son directeur, M. le Doyen Cabannes, pour tout l'intérêt qu'il a porté à cette étude, M. Jean Lecomte, directeur de Recherches au C. N. R. S., de nous avoir constamment guidé au cours du travail et M. Robert, de l'Institut National du Pétrole, d'avoir bien voulu mettre à notre disposition des échantillons très purs d'hydrocarbures. Nous sommes aussi redevables au Ministère du Bien-Être social, de la Province de Québec, d'une bourse d'études en France, et au C. N. R. S. d'une allocation d'Attaché de Recherches pendant une année universitaire.

Manuscrit reçu le 24 juillet 1952.

BIBLIOGRAPHIE.

[1] Barchewitz P. — *Thèse*, Masson, Paris, 1938.
[2] Barchewitz P. — *J. Physique Rad.*, 1949, **10**, 1.
[3] Barnes R. B. — *J. Phys. Rev.*, 1930, **36**, 294.
[4] Bonino G. B. et Manzoni R. — *Proc. Indian Acad.*, 1939, **8**, 405.
[5] Brackett F. S. — *Physics*, 1929, **14**, 857.
[6] Causse Mme et Barchewitz P. — *J. Physique Rad.*, 1949, **10**, 49.
[7] Chabbal R. — Diplôme d'études supérieures, Paris, 1948.
[8] Delay Mlle A. et Lecomte J. — *J. Physique Rad.*, 1946, **7**, 33.
[9] Francis S. A. — *J. Chem. Phys.*, 1950, **18**, 861.
[10] Freymann R. — *J. Physique Rad.*, 1934, **2**, 75.
[11] Freymann R. — Spectre infrarouge et structure moléculaire, Gauthier-Villars, Paris, 1947.
[12] Freymann R. — Groupement des Recherches aéronautiques, Note technique n° 11, 1943.
[13] Gauthier G. — *C. R. Acad. Sc.*, 1950, **231**, 837.
[14] Gauthier G. — *C. R. Acad. Sc.*, 1950, **231**, 962.
[15] Gauthier G. — *C. R. Acad. Sc.*, 1950, **231**, 1453.
[16] Gauthier G. — *Thèse*, Paris, 1931.
[17] Glockler G. et Renfrew M. M. — *J. Chem. Phys.*, 1938, **6**, 295.
[18] Hardy J. D. — *Phys. Rev.*, 1931, **38**, 2162.
[19] Herz E., Kahovec L. et Wagner J. — *Monats. Chem.*, 1945, **76**, 100.
[20] Herzberg G. — Infrared and Raman Spectra of Polyatomic Molecules, van Nostrand, New-York, 9146, p. 110.
[21] Ingold C. K., Wilson C. L. et Coll. — *J. Chem. Soc.*, 1936, p. 912-987; *Ibid.*, 1946, p. 222-333.
[22] Kohlrausch K. W. F. et Köppl F. — *Z. Phys. Chem.*, 1934, B **26**, 209.
[23] Lecomte J. — *C. R. Acad. Sc.*, 1933, **196**, 1011.
[24] Liddel U. et Kasper C. — *Bur. Stand J. Research.*, 1933, **11**, 599.
[25] Mathis Mme R., Bosson F., Gauthier G. et Larnaudie M. — *J. Physique. Rad.*, 1950, **11**, 300.
[26] Pfund A. H. — *J. Opt. Soc. Amer.* 1927, **14**, 337.
[27] Plyler E. K. — *Phys. Rev.*, 1932, **39**, 77.
[28] Plyler E. K. et Sleator W. W. — *Phys. Rev.*, 1931, **37**, 1493.
[29] Rosenbaum E. J., Grosse A. V. et Jacobson H. F. — *J. Amer. Chem. Soc.*, 1939, **61**, 689.
[30] Rumpf K. et Mecke R. — *Z. Phys. Chem.*, 1939, B **44**, 299.
[31] Yéou Ta. — *C. R. Acad. Sc.*, 1938, **206**, 1371.

SUR LES COURBES PARCOURS-ÉNERGIE DES IONS POSITIFS DE CHARGE SUPÉRIEURE A 1 DANS LES ÉMULSIONS NUCLÉAIRES

Par J. P. LONCHAMP,
Institut de Physique de Strasbourg.

Sommaire. — Dans une première partie, l'auteur rassemble toutes les données relatives à la courbe parcours-énergie des particules α dans les émulsions Ilford et propose une courbe pondérée dans le domaine 0-10 MeV valable pour les émulsions C_2.

Dans une deuxième partie, il examine le cas des fragments de $Z > 2$. Il est tenu compte des variations des charges ioniques dans le domaine des faibles énergies. On propose une relation de la forme

$$R_v = R_{\alpha v}\frac{M}{Z^2} + C(Z, M).$$

La constante C est calculée jusqu'à $Z = 14$. La relation parcours-énergie pour ${}^{12}_{6}C$ est explicitée.

Le problème des relations parcours-énergie est un problème fondamental pour les utilisateurs des émulsions nucléaires concentrées. Les premiers travaux d'ensemble ont été ceux de Fowler, Lattes, Cüer [1] (F. L. C.) pour les protons et les particules α jusqu'à 13 MeV. Cuer et Jung [2] ont déterminé la courbe des protons entre 0 et 5 MeV. Bradner et al. [3] ont étendu la calibration pour les protons jusqu'à 40 MeV. Une courbe parcours-énergie pour les protons et les particules α a été publiée par Rotblat [4] en 1950. On trouvera dans le travail de Cüer et Jung [2] une étude comparative des différentes relations parcours-énergie pour les protons. Pour les particules α, une étude critique d'ensemble n'a pas été faite; nous nous proposons de combler cette lacune.

A. **Courbe parcours-énergie des particules α.** — Les données expérimentales proviennent soit des désintégrations de la radioactivité naturelle, soit de certaines réactions nucléaires induites par deutons, protons ou neutrons thermiques, soit encore de particules α ayant subi un scattering élastique à des angles variés par bombardement deutonique. Les données relatives aux énergies des particules α des radioéléments naturels se trouvent dans les tables de Mattauch et Flammersfeld [5] et surtout dans les résultats obtenus à la chambre d'ionisation par Clark, Spencer, Palmer et Woodward [6] (1944-1945).

Les bilans des réactions nucléaires ont été pris dans le travail de Lauritsen, Fowler et al [7] pour ${}^{9}_{4}\mathrm{Be} + d$ et ${}^{6}_{3}\mathrm{Li} + d$; ceux relatifs aux réactions par neutrons thermiques sont donnés par Tollestrup, Fowler, Lauritsen [8].

Mme Faraggi [9] utilise dans le domaine de 2 à 4 MeV l'absorption de rayons α naturels par des écrans d'épaisseur connues, la perte d'énergie est calculée au moyen des valeurs du pouvoir de ralentissement atomique données par Livingston et Bethe [10] (1) (tableau page suivante).

La réaction ${}^{9}_{4}\mathrm{Be} + {}^{1}_{1}\mathrm{H} \rightarrow {}^{4}_{2}\mathrm{He} + {}^{6}_{3}\mathrm{Li}$, étudiée par Neuendorffer, Inglis et Hanna [22] au moyen d'une déviation magnétique. Ces auteurs publient une courbe entre 1,3 et 2,35 MeV, sur laquelle nous avons relevé quelques points. L'émulsion utilisée est une C 2.

Parcours (en μ).	Énergie (MeV).
3,5	1,28
4,2	1,5
6,5	2
8,3	2,35

Méthode du scattering élastique. — La courbe de Rotblat [4] est relative à une C 2, nous avons relevé quelques points dans le tableau ci-dessous :

Parcours (en μ).	Énergie (MeV).
2,6	0,72
4,9	1,44
7,1	1,99
9,1	2,58
11,7	3,27
15	3,88
17,5	4,45
21,1	5
24	5,55
27	6
33,7	7
40,9	8

(1) Les valeurs données par Livingston et Bethe ne constituent qu'une approximation assez grossière. Ce fait a été signalé dans un travail récent de Cüer et Jung [2].

RADIOACTIVITÉ NATURELLE :

Élément.	Parcours (en μ).	Émulsion,	Auteurs.	Énergie (en MeV).
Samarium	6,95	B 1	Cüer, Lattès [11]	2,18
	7,04 ± 0,03	C 2	Picciotto [13]	
	7,06 ± 0,02	C 2	Haenny et al. [14]	
Thorium	15 ± 0,2	C 2	Green-Livesey [15]	3,97 ± 0,02
	14,2 ± 0,2	HT	Faraggi [29]	
Uranium (I)	15,3	B 1	Cüer [30]	4,18 ± 0,015
	16 ± 0,2	C 2	Green-Livesey	
	15,5 ± 0,02	HT	Faraggi	
	16,2 ± 0,2	E 1	Lonchamp	
Uranium (II)	18,2	B 1	L. F Cüer [1]	4,78 ± 0,03
	19 ± 0,2	C 2	Green-Livesey	
	18,6 ± 0,2	HT	Faraggi	
	19,2 ± 0,2	E 1	Lonchamp	
Polonium	22	B 1	L. F. C.	5,298 ± 0,002
	22 ± 0,2	C 2	Faraggi [9]	
Radiothorium	22,8	B 1	Cüer	5,38 ± 0,02
	22,9	C 2	Green-Livesey	
Thorium *X*	42,4	B 1	Cüer	5,66 ± 0,02
	24,6	C 2	Green-Livesey	
Thorium *C*	27,5 ± 0,3	C 2	Green-Livesey	6,1 ± 0,05
	26,6	C 2	Vigneron [16]	
Thoron	28	B 1	Cüer	6,28
	28,7 ± 0,2	C 2	Green-Livesey	
Thorium *A*	32,1	B 1	Cüer	6,77
	32,1 ± 0,3	C 2	Green-Livesey	
	31,6 ± 0,2	C 2	Lonchamp-Braun [7]	
	31,8 ± 0,2	E 1	Lonchamp-Braun	
Radium *C′*	38,4	B 1	Cüer	7,68
Thorium *C′*	46,3	B 1	Cüer	8,77
	47,5 ± 0,3	C 2	Green-Liversey	
	47,1	C 2	Vigneron	
	46,3 ± 0,3	C 2	Lonchamp-Braun	
	46,6 ± 0,3	E 1	Lonchamp-Braun	

DÉSINTÉGRATIONS ARTIFICIELLES :

Réaction.	Parcours α (en μ).	Émulsion.	Auteurs.	Energie (MeV).
$^{10}_{5}B + ^{1}_{0}n \rightarrow ^{4}_{2}He + {}^{*7}_{3}Li$	5,0 ± 0,1	E 1	Cüer-Lonchamp [18]	$1{,}47_4$ [19]
	5,0 ± 0,2	C 2	Faraggi [9]	
$^{10}_{5}B + ^{1}_{0}n \rightarrow ^{4}_{2}He + ^{7}_{3}Li$	5,9 ± 0,1	E 1	Cüer-Lonchamp [18]	$1{,}77_0$ [19]
$^{6}_{3}Li + ^{1}_{0}n \rightarrow ^{4}_{2}He + ^{3}_{1}H$	6,2 ± 0,1	D 1	Cüer-Lonchamp et al. [20]	2,06 [8]
	6,5	C 2	Mortier-Vermasson [21]	
	6,7 ± 0,2	C 2	Faraggi	
$^{9}_{4}Be + ^{2}_{1}H \rightarrow {}^{*7}_{3}Li + ^{4}_{2}He$	18,5	B 1	F. L C. [1]	4,75 [7]
$^{6}_{3}Li + ^{2}_{1}H \rightarrow ^{4}_{2}He + ^{4}_{2}He$	70,8 ± 0,2	B 1	F. L. C. [1]	11,34 [7]

A l'aide des données précédentes, nous avons tenté de tracer une courbe parcours-énergie relative à une émulsion C 2. En ce qui concerne les points établis au moyen d'autres types d'émulsions, nous les ramenons au type C 2. La différence de pouvoir d'arrêt entre une B 1 et une C 2 semble importante aux basses énergies (~ 4 pour 100), mais négligeable au-dessus de 5 MeV (²). Lonchamp et Braun [17] ont établi que le pouvoir d'arrêt d'une E 1

(²) Nous n'avons pas tenu compte des points obtenus dans les B 1 au-dessous de 5 MeV.

est de $\sim$ 0,4 pour 100 inférieur à celui d'une C 2; celui d'une D 1 est supérieur d'environ 2 pour 100. La correction E 1-C 2 peut être considérée comme négligeable par rapport aux autres causes d'imprécision. La correction D 1-C 2 a été appliquée à l'α de 2,06 MeV de la réaction ${}^6_3\text{Li} + {}^1_0n$, elle donne la valeur de $R = 6{,}3_2 \pm 0{,}1\ \mu$.

Pour tracer la courbe, nous traçons d'abord les points que la convergence des valeurs expérimentales obtenues par divers auteurs permet de qualifier de « sûrs ».

Dans le domaine des faibles énergies, nous avons le point de ${}^{10}_5\text{B}$ $(n\,\alpha)$, ${}^7_3\text{Li}^*$ à 5 μ et le point du samarium à 7 μ. Entre ces deux points « sûrs », se place sans difficulté le point de ${}^{10}_5\text{B}$ $(n\,\alpha)$, ${}^7_3\text{Li}$ à 5,8 μ; pour le point de ${}^6_3\text{Li}$ $(n\,\alpha)$, ${}^3_1\text{H}$ à 8,06 MeV, la valeur 6,6 μ est en accord avec les points voisins. La valeur un peu faible de Cüer, Lonchamp et al [20] s'explique par l'incertitude relative à la correction D 1-C 2.

Au delà de 4 MeV, les points donnés par la radioactivité naturelle forment un ensemble cohérent. Il est intéressant de noter que le point du polonium peut être considéré comme sûr, tant par l'accord des résultats trouvés par deux expérimentateurs indépendants, que par l'accord avec les points voisins; cet accord semble prouver que la technique de l'imprégnation utilisée généralement pour déterminer les parcours n'apporte pas de différences systématiques par rapport à la technique de l'incidence rasante. On remarquera les écarts assez notables en ce qui concerne les points du Th *A* et du Th *C'* de Green, Livesey et Lonchamp, Braun.

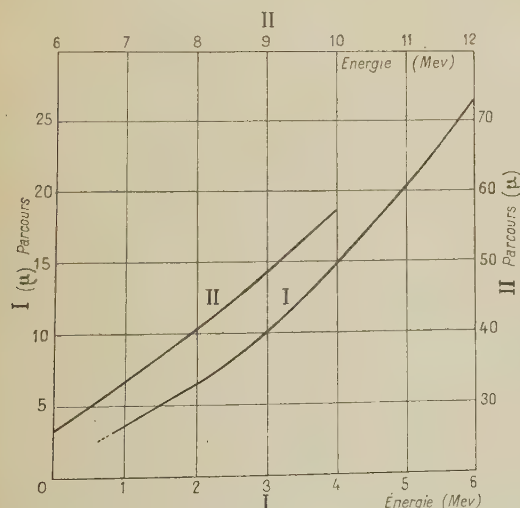


Fig. 1.

Pour préciser le tracé de la courbe entre les points expérimentaux, il faut faire choix d'un critère de continuité. Nous avons utilisé à cet effet la courbe parcours-énergie des particules α dans l'air de Jesse-Sadauskis [12] dans l'intervalle 0-6 MeV, la courbe de Bethe [23] pour les énergies supérieures. Il a fallu pour cela tracer au préalable la courbe expérimentale de variation du pouvoir d'arrêt moyen de la

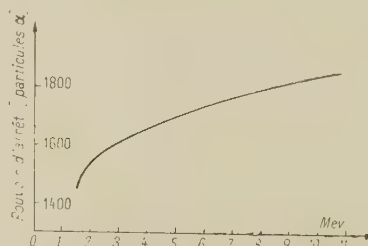


Fig. 2.

plaque par rapport à l'air dans le domaine d'énergie utilisé, cette courbe peut être définie à 1,5 pour 100 près (voir *fig.* 2). Ce critère ne peut être utilisé pour l'extrapolation vers les très faibles énergies; en effet, au-dessous de 2 MeV, il y a une diminution rapide du pouvoir d'arrêt et toute extrapolation de sa valeur devient très hasardeuse. Les seuls points au-dessous de 1 MeV sont celui de Rotblat (0,72 MeV) et celui de Mme Faraggi (0,95 MeV); malheureusement, la dispersion en énergie relative à ce point est fort importante (10 pour 100).

Nous avons comparé la courbe ainsi obtenue à celle obtenue à partir de la courbe parcours-énergie des protons de Cüer et Jung grâce à la relation de Blackett

$$R_{\text{H},\mu} = 1{,}007\, R_{\alpha,\mu}.$$

Les deux courbes sont sensiblement parallèles et l'on peut déterminer empiriquement la constante corrective R_0 qu'il faut introduire pour amener en coïncidence les deux courbes; on a alors

$$R_{\text{H},\mu} = 1{,}007\, R_{\alpha,\mu} - R_0.$$

Entre 1,5 et 6 MeV, elle est en moyenne

$$R_0 = 1{,}1 \pm 0{,}2\,\mu.$$

Entre 7 et 10 MeV, elle est en moyenne

$$R_0 = 1{,}7 \pm 0{,}2\,\mu.$$

Si nous situons les points de Rotblat sur la courbe proposée, nous constatons qu'au-dessous de 5 MeV, les points ont tendance à se placer nettement au-dessus, par exemple pour 1,99 MeV le parcours serait de 7,1 μ, en excès de 0,6 μ sur la valeur estimée d'après notre courbe. Les points de Neuendorffer, Inglis, Hanna [22] s'écartent très sensiblement de notre courbe. En conclusion, nous estimons que l'ordre d'incertitude sur la relation parcours-énergie pour les particules α est du même ordre que celle des protons.

B. **Courbes parcours-énergie des fragments de** $Z > 2$. — Une courbe parcours-énergie d'un fragment de $Z > 2$ peut se déduire théoriquement de la courbe relative aux particules α. On utilise le fait que $\frac{E}{M} = f\left(Z^2 \frac{R}{M}\right)$ est la même pour toutes les particules, ce qui conduit à la relation de Blackett : pour deux particules de même vitesse, de masse M et M', de charges Z et Z', le rapport des parcours sera

$$\frac{R}{R'} = \frac{MZ'^2}{M'Z^2}.$$

Les difficultés proviennent du fait que dans le domaine des faibles énergies, les charges sont essentiellement variables tout au long du parcours, par suite du phénomène de perte et gain d'électrons. Nous chercherons une valeur moyenne des charges que nous porterons dans la relation de Blackett. Pour connaître la charge effective en fonction de la vitesse de l'ion, nous utiliserons le modèle de Thomas et Fermi et les calculs de Fermi et Miranda [24] donnant $\frac{i}{Z}$ rapport de la charge de l'ion à celle du noyau correspondant en fonction de $\frac{v_e}{Z^{\frac{2}{3}}}$; v_e désigne la vitesse de l'électron le moins fortement lié. Nous admettrons avec Bohr que la vitesse de l'électron le moins fortement lié (v_e) est du même ordre que la vitesse de l'ion v_i. Au lieu de poser $v_e = v_i$, nous poserons $v_e = \gamma v_i$, où γ est un paramètre voisin de 1 qui sera ajusté expérimentalement.

Un assez grand nombre de résultats expérimentaux montrent que le paramètre γ ne varie pas sensiblement, pour un ion donné, en fonction de la vitesse.

Pour les ions ${}^4_2$He, le paramètre $\gamma = 0,8 \pm 0,1$.

Pour les ions ^{12}C à ^{19}F, le paramètre γ ne varie pas, on a

$$\gamma = 1,15 \pm 0,05.$$

Pour les ions légers de la fission,

$$A \simeq 94, \qquad Z \simeq 37, \qquad \gamma = 1,6 \pm 0,1.$$

Pour les ions lourds de la fission,

$$A \simeq 142, \qquad Z \simeq 55, \qquad \gamma = 1,8 \pm 0,1.$$

On peut interpoler graphiquement ces valeurs, on trouve alors les valeurs suivantes :

Z..........	3	4	5	6
γ..........	0,9	1	1,05	1,15

Avec ces valeurs de γ, on peut tracer la courbe donnant la charge ionique effective i en fonction de la vitesse de l'ion v_i. Il est commode d'exprimer les vitesses en prenant pour unité la valeur $\frac{e^2}{\hbar} = 22.10^7$ cm/s. La perte de charge par capture d'électrons commence à se produire d'une façon notable pour des vitesses de l'ordre de 6 pour Li_3 et Be_4, 7 pour B_5, 8 pour C_6, N_7, O_8. Pour $v = 0,5$, la charge effective tombe à une valeur inférieure à 0,25; nous prendrons cette valeur pour limite inférieure des vitesses.

A partir de la courbe $i = f(v_i)$, nous déterminons par intégration graphique la moyenne de la charge i dans des intervalles de vitesse $v - 0,5$, où v est compris entre 8 et 0,5; on en déduit la moyenne du carré de la charge $< i >^2_m$ qui sera égale à $(\bar{i})^2$ pour $\bar{i} \geq 2$; pour $\bar{i} < 2$, il convient d'appliquer une correction indiquée par Kapitza [25].

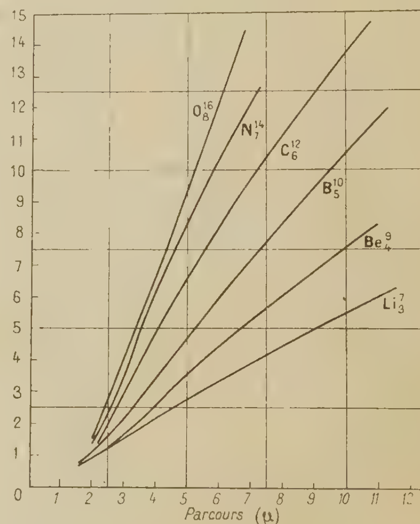


Fig. 3.

Pour les particules α, la courbe $i = f(v_i)$ est purement expérimentale [25]. Les résultats sont consignés dans le tableau ci-contre.

Les courbes correspondantes sont tracées dans la figure 3. On remarquera que celles-ci tendent à se confondre au-dessous de 1 MeV; pour ${}^7_3$Li et ${}^8_4$Be, elles sont très peu différentes jusque vers 2 MeV.

Les données expérimentales permettant de contrôler la validité de ces relations parcours-énergie sont extrêmement rares : mentionnons les deux points relatifs à ${}^7_3$Li de Cüer et Lonchamp [18] à 0,842 et 1,015 MeV de parcours 2,04 et 2,15 μ respectivement; ces deux points sont en bon accord avec la courbe théorique. Les points relatifs à ${}^6_3$Li de Neuendorffer, Inglis, Hanna [22] dans le domaine de 1,4 à 0,8 MeV sont également en bon accord avec les prévisions théoriques [26]. En 1950, Millar et Cameron [27] étudièrent les photodésintégrations des éléments contenus dans les émulsions nucléaires, un millier de traces α isolées sont attribuées par les auteurs à des réactions (γα) de l'argent et du brome. Quelques-unes de ces traces α sous-développées présentent à l'une de leurs extré-

TABLEAU I.

Nature de l'ion... Intervalle de vitesse.	$^4_2$He.			$^7_3$Li.			
	$\langle i^2 \rangle_m$.	E(MeV).	R_α(μ).	$\langle i^2 \rangle_m$.	$\frac{R}{R_\alpha}$.	R(μ).	E(MeV).
2 à 0,5.........	0,82	0,4	(1,7)	1,53	0,94	1,6	0,7
3 0,5.........	1,47	0,9	3,2	2,72	0,94	3	1,57
4 0,5.........	2,02	1,6	5,3	3,80	0,93	5	2,8
5 0,5.........	2,42	2,5	8,6	4,62	0,92	7,9	$4,3_7$
6 0,5.........	2,70	3,6	13	5,30	0,89	11,6	6,3
7 0,5.........	2,90	4,9	20	–	–	–	–
8 0,5.........	3,05	6,4	29,4	–	–	–	–

Nature de l'ion... Intervalle de vitesse.	$^9_4$Be.				$^{10}_5$B.				$^{12}_6$C.			
	$\langle i^2 \rangle_m$.	$\frac{R}{R_\alpha}$.	R(μ).	E(MeV).	$\langle i^2 \rangle_m$.	$\frac{R}{R_\alpha}$.	R(μ).	E(MeV).	$\langle i^2 \rangle_m$.	$\frac{R}{R_\alpha}$.	R(μ).	E(MeV).
2 à 0,5.........	1,54	1,20	2	0,9	1,88	1,09	$1,8_5$	1	2	1,33	2,1	1,2
3 0,5.........	3,06	1,08	$3,4_6$	2	3,84	0,96	3,1	$2,2_5$	4,85	0,91	2,9	2,7
4 0,5.........	4,85	0,94	5	3,6	6,12	0,82	4,4	4	8,13	$0,74_5$	$3,9_5$	4,8
5 0,5.........	6,25	0,87	7,5	5,6	8,41	0,72	6,2	$6,2_5$	11,2	0,65	5,6	7,5
6 0,5.........	7,3	0,83	10,8	8,1	10,23	0,66	8,6	9	13,7	0,59	7,7	10,8
7 0,5.........	–	–	–	–	11,9	0,61	12,2	$12,2_5$	16	$0,54_5$	10,9	14,7
8 0,5.........	–	–	–	–	–	–	–	–	18	0,51	15	19,2

Nature de l'ion... Intervalle de vitesse.	$^{14}_7$N.				$^{16}_8$O.			
	$\langle i^2 \rangle_m$.	$\frac{R}{R_\alpha}$.	R(μ).	E(MeV).	$\langle i^2 \rangle_m$.	$\frac{R}{R_\alpha}$.	R(μ).	E(MeV).
2 à 0,5.........	2,44	1,18	2	1,4	2,76	1,19	2	1,6
3 0,5.........	5,75	$0,89_5$	2,9	3,1	6	0,98	3,1	3,6
4 0,5.........	9,94	0,71	3,8	5,6	10,9	0,74	3,9	6,4
5 0,5.........	14,1	0,60	5,2	8,8	16	0,61	5,2	10
6 0,5.........	16,8	0,56	7,3	12,6	20,7	0,52	6,8	14
7 0,5.........	20,7	0,49	9,8	17,15	25	0,46	9,3	19,6
8 0,5.........	23,5	0,45	13,45	22,4	28	0,44	12,9	25,6

mités un renforcement que les auteurs attribuent à une particule de recul, les réactions correspondantes seraient ^{14}N (γα) ^{10}B et ^{16}O (γα) ^{12}C. Pour faire le départ entre ce qui revient à chacune de ces deux réactions, les auteurs construisent une courbe parcours-énergie pour $^{10}_5$B et $^{12}_6$C. Les hypothèses utilisées pour établir cette courbe peuvent soulever certaines critiques. Ils déduisent leurs relations de celle valable pour les particules α, mais en prenant pour les α un Z efficace constant et égal à 2, ceci n'est certainement pas vrai pour les énergies inférieures à 2,5 MeV. Pour les ions $Z > 2$, ils adoptent un Z efficace $\simeq 0,6\,Z$. Cette hypothèse ne peut être qu'une assez grossière approximation. On peut s'en rendre compte en l'appliquant au cas de $^7_3$Li, d'énergie 0,84 MeV. Une α de même vitesse aurait un parcours de $\sim 2\,\mu$, on trouve

$$\frac{R_{\text{Li}}}{R_\alpha} = 2,16, \qquad \text{d'où} \qquad R_{\text{Li}} \simeq 4,3\,\mu,$$

or, la valeur expérimentale n'est que de $\simeq 2\,\mu$.

On remarquera sur les courbes de Millar et Cameron [27] la grande dispersion des « points expérimentaux » par rapport à la courbe proposée. Nous pensons que la technique expérimentale utilisée dans cette étude est loin d'être sûre; nos recherches antérieures [18] sur la réaction $^{10}_5$B (n α) $^7_3$Li au cours desquelles nous avons obtenu une bonne discrimination α, Li par sous-développement nous ont montré que bien souvent les traces α étaient terminées par des amas accidentels de grains donnant une impression de renforcement et simulant les traces courtes du noyau de recul. Cette difficulté expérimentale peut entraîner des erreurs d'interprétation assez considérables et peut mettre en doute les « points expérimentaux » proposés pour vérifier les relations parcours-énergie proposées.

Extension des courbes parcours-énergie des fragments lourds vers les grandes énergies. — Soit un ion de charge nucléaire Z et de masse M, nous désignons par R_ν le parcours de l'ion portant une

vitesse initiale v. On peut exprimer le parcours R_v en fonction du parcours d'une particule α de même vitesse $R_{\alpha v}$ en utilisant la relation de Blackett, corrigée au moyen d'une constante C qui tient compte des variations dans les charges ioniques effectives qui se produisent en fin de parcours. La relation sera de la forme

$$R_v = R_{\alpha v} \frac{M}{Z^2} + C. \qquad (1)$$

Il s'agit d'expliciter la valeur de C en fonction de Z et de M.

Grâce au modèle de Thomas-Fermi et aux calculs de Fermi-Miranda, on peut évaluer la vitesse v_0 au delà de laquelle l'ion possède une charge effective invariable et égale à la charge nucléaire.

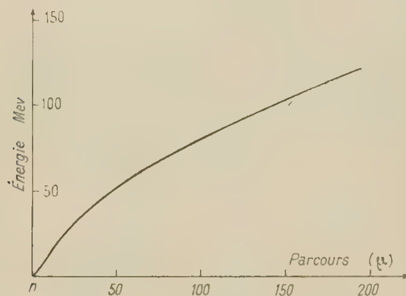


Fig. 4.

Pour toute vitesse $v > v_0$, nous décomposons le parcours en deux éléments :

a. De v à v_0, soit $R_{(v,v_0)}$;

b. De v_0 à o, soit R_{v_0},

$$R_v = R_{(vv_0)} + R_{v_0}. \qquad (2)$$

Dans l'intervalle de vitesse v à v_0, l'ion aura une charge invariable Z, la particule α de même vitesse aura dans tout cet intervalle sa charge 2. On a donc la relation

$$R_{(vv_0)} = R_{\alpha(vv_0)} \frac{M}{Z^2} = [R_{\alpha v} - R_{\alpha v_0}] \frac{M}{Z^2}. \qquad (3)$$

La relation (2) devient

$$R_v = R_{\alpha v} \frac{M}{Z^2} - R_{\alpha v_0} \frac{M}{Z^2} + R_{v_0},$$

d'où

$$C = R_{v_0} - R_{\alpha v_0} \frac{M}{Z^2}.$$

Les calculs sont résumés dans le tableau II.

TABLEAU II.

Nature de l'ion. Z.	M.	v_0 unités $\frac{c^2}{h}$	Énergie (en MeV).	R_{v_0} (en μ) (*).	$R_{\alpha v_0}$ (en μ).	C (en μ).
3	7.....	6	6,3	11,6	13	1,6
4	9.....	6	8,1	10,8	13	3,5
5	10.....	7	12,25	12,2	20	4,2
6	12.....	8	19,2	15	29	5,3
7	14.....	8	22,4	13,4	29	5,1
8	16.....	8	25,6	12,9	29	5,7
9	19.....	9	38,5	17,2	41,2	7,5
10	20.....	9	40,5	15,2	41,2	7
12	24.....	10	60	18,5	57,5	9
13	26.....	10	65	18,5	57,5	9,7
14	28.....	11	84,7	20,5	74	10

(*) Les valeurs R_{v_0} sont extraites du tableau I pour $Z \leqq 8$. Pour $Z > 8$, les parcours ont été calculés par la même méthode.

Parmi les fragments de $Z > 2$, le cas du ${}^{12}_{6}C$ est particulièrement intéressant depuis que cet ion est accéléré artificiellement dans les cyclotrons, à des énergies supérieures à 100 MeV. Aussi avons-nous explicité la courbe parcours-énergie dans le cas du ${}^{12}_{6}C$, dans le domaine d'énergies de 0 à 120 MeV (cf. *fig.* 4). La relation utilisée exige la connaissance des parcours α pour des énergies supérieures à 12 MeV; nous utilisons à cet effet la courbe déduite de celle des protons sans terme correctif, l'erreur ainsi commise est inférieure à 3 pour 100.

F. Miller, dans un travail récent [28], indique pour 120 MeV un parcours de 175 μ; d'après notre courbe, nous avons pour 120 MeV un parcours de 193,5 μ; l'auteur ne précise pas si ce résultat est obtenu pour une plaque E 1 ou une plaque D 1; ces deux types d'émulsions peuvent présenter une différence de pouvoir d'arrêt de 2 à 3 pour 100, en plus, il n'indique pas la marge d'incertitude sur l'énergie; il est vraisemblable que 120 MeV représentent l'énergie maximum d'accélération du cyclotron, l'énergie moyenne des particules peut se situer légèrement au-dessous de cette valeur. Dans ces conditions, le point expérimental de Miller ne peut être utilisé pour confirmer la validité de la courbe proposée.

Ce travail a été exécuté au laboratoire de M. le Professeur Cüer à l'Institut de Physique de Strasbourg. Je tiens à remercier vivement M. P. Cüer pour l'intérêt qu'il a bien voulu témoigner à ce travail.

Manuscrit reçu le 4 juin 1952.

BIBLIOGRAPHIE.

[1] LATTES, FOWLER et CÜER. — *Proc. Phys. Soc.*, 1947, **59**, 883.
[2] CÜER et JUNG. — *J. Physique Rad.*, 1951, **12**, 52.
[3] BRADNER, SMITH, BARKAS et BISHOP. — *Phys. Rev.* 1950, **77**, 462.
[4] ROTBLAT. — *Nature*, 1950, **165**, 387.

[5] MATTAUCH J. et FLAMMERSFELD A. — *Tables de Constantes*, Tubingen, 1949.
[6] CLARK, SPENCER, PALMER et WOODWARD. — *British Atomic Energy Report* Br 431, 1944; Br 522, 1944; Br 584, 1945.
[7] HORNYAK, LAURITSEN, MORRISON et FOWLER. — *Rev. Mod. Physics*, 1950, **22**, 891.
[8] TOLLESTRUP, FOWLER et LAURITSEN. — *Phys. Rev.*, 1949, **76**, 428.
[9] FARAGGI H. — *Ann. Physique*, 1951, **6**, 325.
[10] LIVINGSTON et BETHE. — *Rev. Mod. Physics*, 1937, **9**, 263.
[11] CÜER P. et LATTES G. — *Nature*, 1946, **156**, 197.
[12] JESSE et SADAUSKIS. — *Phys. Rev.*, 1950, **78**, 1.
[13] PICCIOTTO E. — *C. R. Acad. Sc.*, 1949, **229**, 117.
[14] HAENNY C., NAJAR et GAILLOUD. — *Helv. Phys. Acta*, 1950, **23**, 611.
[15] GREEN L. L. et LIVERSEY D. L. — Expériences non publiées rapportées par Feather in *Nucléonics*, juillet 1949.
[16] VIGNERON L. — *J. Physique Rad.*, 1949, **10**, 305.
[17] LONCHAMP J. P. et BRAUN H. — A paraître dans *Sc. et Ind. Photog.*
[18] CÜER P. et LONCHAMP J. P. — *C. R. Acad. Sc.*, 1951, **232**, 1824.
[19] TOLLESTRUP, FOWLER et LAURITSEN. — *Phys. Rev.*, 1949, **76**, 586.
[20] CÜER P., LONCHAMP J. P., COMBE J. et GORODETZKY S. — *C. R. Acad. Sc.*, 1950, **230**, 1764.
[21] MORTIER M. et VERMASSEN L. — Note n° 5 du Centre de Physique Nucléaire de l'Université de Bruxelles (déc. 1948).
[22] NEUENDORFFER, INGLIS et HANNA. — *Phys. Rev.*, 1951, **82**, 79.
[23] LIVINGSTON S. et BETHE H. — *Rev. Mod. Physics*, 1937, **9**, 266.
[24] KNIPP et TETLER. — *Phys. Rev.*, 1941, **59**, 659.
[25] KAPITZA. — *Proc. Roy. Soc.*, 1924, **106**, 602.
[26] CÜER P. et LONCHAMP J. P. — *C. R. Acad. Sc.*, 1951, **233**, 939.
[27] MILLAR C. H. et CAMERON A. G. W. — *Phys. Rev.*, 1950, **78**, 78.
[28] MILLER F. — *Phys. Rev.*, 1951, **83**, 1261.
[29] FARAGGI H. — *J. Physique Rad.*, 1946, **7**, 353.
[30] CÜER P. — *Thèse*, Paris, 1947.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM. TOME 14, FÉVRIER 1953, PAGE 95.

REMARQUES SUR LES VALEURS NUMÉRIQUES DE LA FONCTION DE FERMI

Par Mlle TOSIKO YUASA et Mme JEANNE LABERRIGUE-FROLOW,
Laboratoire de Chimie nucléaire. Collège de France.

Sommaire. — Étude et comparaison des valeurs numériques de la fonction de Fermi $F(Z, W)$ obtenues à l'aide du développement de Stirling et des produits infinis qui sont les plus précises jusqu'à présent.

Comparaison de ces valeurs avec celles obtenues avec les formules approchées (Bethe et Bacher, Nordheim et Yost).

Les conclusions montrent que la formule approchée de Nordheim et Yost n'est pas suffisante au-dessous de $W = 2m_0c^2$, avec $Z > 20$, tandis que la formule de Bethe et Bacher est suffisante pour un domaine plus étendu.

Les valeurs obtenues à l'aide du développement de Stirling et des produits infinis sont concordantes dans les domaines considérés ($1{,}002 \leq W \leq 15\, m_0c^2$; $5 \leq Z \leq 90$).

D'après la théorie de Fermi [1], la forme du spectre β, dans le cas d'une transition permise, est exprimée par la formule suivante :

$$P(W)\,\mathrm{d}W = A\,F(W, Z)\,W(W^2-1)^{\frac{1}{2}}(W_0-W)^2\,\mathrm{d}W, \quad (1)$$

où :

W, énergie totale de l'électron positif ou négatif en unité m_0c^2;

W_0, énergie totale maximum des électrons émis en unité m_0c^2;

A, constante pour la désintégration considérée, égale à $\frac{G^2|M|^2}{2\pi^3}$, où G^2 est une constante universelle et $|M|^2$, le carré du module de l'élément de matrice nucléaire pour la transition en question;

Z, numéro atomique du noyau final, avec les signes plus ou moins pour les désintégrations β^- ou β^+;

$F(Z, W)$, fonction représentant l'influence du champ électrique sur la forme du spectre β et désignée sous le nom de « Fonction de Fermi »;

$P(W)\,\mathrm{d}W$, probabilité d'émission d'un électron d'énergie comprise entre W et $W + \mathrm{d}W$.

Si l'on connaît W_0 et si l'on peut calculer la valeur numérique de $F(Z, W)$, la formule (1) permet de connaître la forme du spectre théorique pour la transition permise, ou encore d'analyser un spectre complexe d'après la méthode dite « diagramme de Fermi ou de Kurie ». Par conséquent, une connaissance de la valeur numérique suffisam-

ment précise de $F(Z, W)$ a une grande importance dans les études expérimentales de spectres β et particulièrement pour les énergies faibles.

Fermi a proposé l'expression suivante pour $F(Z, W)$ dans le cas d'un champ coulombien $\frac{Ze^2}{R}$.

$$F(Z, W) = (2p\bar{R})^{2s-2}\, 2(s+1)\, e^{\pi\alpha Z \frac{W}{p}} \frac{\left|\Gamma\left(s + i\alpha Z \frac{W}{p}\right)\right|^2}{|\Gamma(2s+1)|^2}, \quad (2)$$

où

$$s = \sqrt{1 - \alpha^2 Z^2}$$

$$\alpha = \frac{2\pi e^2}{hc} = \frac{1}{137},$$

p, quantité de mouvement de l'électron en unité $m_0 c$; donc $p^2 = W^2 - 1$;

$\bar{R}$, rayon du noyau en unité $\frac{\hbar}{m_0 c}$ (c'est-à-dire en unité $3{,}85 \cdot 10^{-11}$ cm);

Γ, fonction Γ.

Toutes les unités sont donc relativistes.

Dans l'expression (2) de $F(Z, W)$, tous les facteurs sont calculables directement, sauf $\left|\Gamma\left(s + i\alpha Z \frac{W}{p}\right)\right|^2$, dont le tableau des valeurs numériques n'existe pas.

Pour déterminer, avec une précision suffisante des valeurs de $\left|\Gamma\left(s + i\alpha Z \frac{W}{p}\right)\right|^2$ dans la formule (2), il y a deux méthodes, soit utiliser une expression approchée pour $|\Gamma(a+ib)|^2$, soit calculer préalablement $|\Gamma(a+ib)|^2$ par un développement en série.

Pour la première méthode, certaines formules approchées ont été proposées jusqu'ici, mais toujours avec des conditions qui limitent les domaines de validité. En dehors de ces domaines, des erreurs assez considérables peuvent s'introduire quelquefois [2].

C'est pourquoi l'un de nous, sur la suggestion de M. F. Joliot, avait entrepris d'appliquer la deuxième méthode [3], et avait calculé les valeurs numériques de $|\Gamma(a+ib)|^2$ en développant en série par les deux expressions suivantes :

$$|\Gamma(a+ib)|^2 = \frac{|\Gamma(a)|^2}{\prod_{n=0}^{\infty}\left\{1 + \frac{b^2}{(a+n)^2}\right\}} \quad (^1) \qquad (3)$$

et

$$|\Gamma(a+ib)|^2 = 2\pi(a^2+b^2)^{a-\frac{1}{2}} e^{-2\{a+b\,\mathrm{tg}^{-1}b - R\,\Phi(a+ib)\}}, \quad (4)$$

où

$$R\{\Phi(a+ib)\} = \frac{a}{12(a^2+b^2)} - \frac{a^3 - 2ab^2}{360(a^2+b^2)^3} + \frac{a^5 - 10a^3b^2 + 5ab^4}{1260(a^2+b^2)^5} \quad (^2)$$

La série (3) est convergente, mais assez lentement, lorsque b n'est pas négligeable par rapport à a. Par contre, l'expression (4) est un développement asymptotique, mais elle n'est pas convergente; pourtant elle a une caractéristique intéressante : en interrompant la série à un certain terme, on peut obtenir une approximation meilleure qu'en l'interrompant plus loin. Pour les cas qui nous interressaient, c'est-à-dire

$$0 < Z \leqq 90 \quad \text{et} \quad 1{,}1 \leqq W \leqq 6\, m_0 c^2,$$

les valeurs de a et b se trouvaient dans les intervalles suivants :

$$0{,}75398 < a < 0{,}99907,$$
$$0{,}01753 < b < 0{,}66620.$$

Le calcul montre que, dans ce cas, le quatrième terme entre les parenthèses dans l'expression de $R\{\Phi(Z)\}$ donnée en note (²) est toujours inférieur

(¹) *Voir* Emde et Jenke, *Table of Functions*, 1938, p. 10. En posant

$$Z = a + ib = re^{i\varphi}, \qquad 1 + \frac{ib}{a+n} = r_n e^{i\varphi_n} \quad \text{et} \quad Z! = h e^{i\eta}.$$

on obtient

$$h = \frac{a!}{\prod_{n=1}^{\infty} r_n}.$$

Donc

$$|Z!|^2 = |h|^2 = \frac{|a!|^2}{\prod_{n=1}^{\infty} r_n^2} = \frac{|a!|^2}{\prod_{n=1}^{\infty}\left(1 + \frac{b^2}{(a+n)^2}\right)}$$

et

$$|\Gamma(Z)|^2 = |(Z-1)!|^2 = \frac{|(a-1)!|^2}{\prod_{n=1}^{\infty}\left(1 + \frac{b^2}{(a+n-1)^2}\right)} = \frac{|\Gamma(a)|^2}{\prod_{n=0}^{\infty}\left(1 + \frac{b^2}{(a+n)^2}\right)}.$$

(²) *Voir* Whittaker et Watson, *A course of modern analysis*, 1946, p. 251.

$$\Gamma(Z) = (2\pi)^{\frac{1}{2}} e^{-Z} Z^{Z-\frac{1}{2}} e^{\Phi(Z)},$$

$$Z \equiv a + ib, \qquad \theta = \mathrm{tg}^{-1}\frac{b}{a},$$

$$|\Gamma(a+ib)|^2 = 2\pi\, e^{-2(a+b\theta)} (a^2+b^2)^{a-\frac{1}{2}} |e^{2\Phi(Z)}|,$$

$$\Phi(Z) = \sum_{r=1}^{n} \frac{(-1)^{r-1} B_r}{2r(2r-1)Z^{2r-1}} + \frac{(-1) B_{n+1}\Theta}{2(n+1)(2n+1)Z^{2n+1}} \quad (0 < \Theta < 1),$$

$$R[\Phi(Z)] = R\left\{\frac{1}{12Z} - \frac{1}{360Z^3} + \frac{1}{1260Z^5} - \frac{\Theta}{1680Z^7}\right\}$$
$$= \frac{a}{12(a^2+b^2)} - \frac{a^3 - 3ab^2}{360(a^2+b^2)^3} + \frac{a^5 - 10a^3b^2 + 5ab^4}{1260(a^2+b^2)^5} + \frac{\Theta}{1680(a^2+b^2)^7}$$

(R = partie réelle).

à 0,00001 et, par conséquent, en le négligeant on ne commet pas une erreur importante.

Nous avons donc calculé les valeurs de $|\Gamma(a+ib)|^2$ avec cinq chiffres significatifs, d'après la formule (4) en négligeant les termes à partir du quatrième de $R\{\Phi(Z)\}$, et en posant

$$a = s \quad \text{et} \quad b = \alpha Z \frac{W}{p} \quad \text{pour} \quad Z = 1,\ 5,\ 10,\ \ldots,\ 90$$

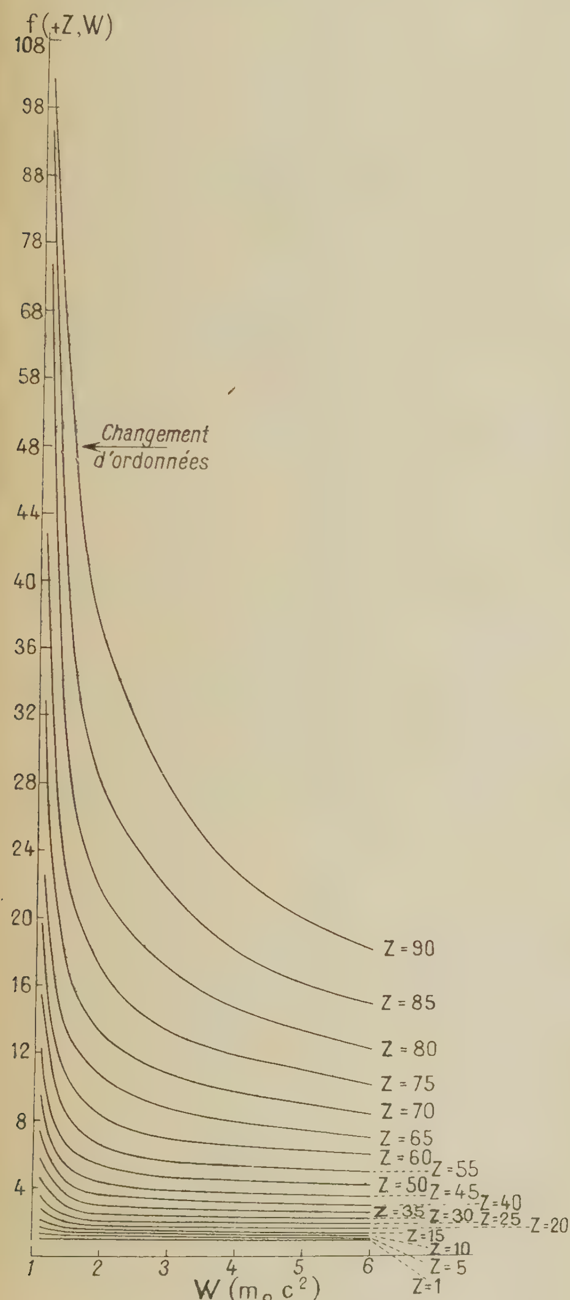


Fig. 1 *a*. — Valeurs de la fonction de Fermi, $F(+Z, W)$, donc pour le cas de β^-, d'après le calcul utilisant le développement de Stirling.

et

$$W = 1,1, \quad 1,5, \quad 2,0 \quad 4,0 \quad \text{et} \quad 6,0\, m_0 c^2,$$

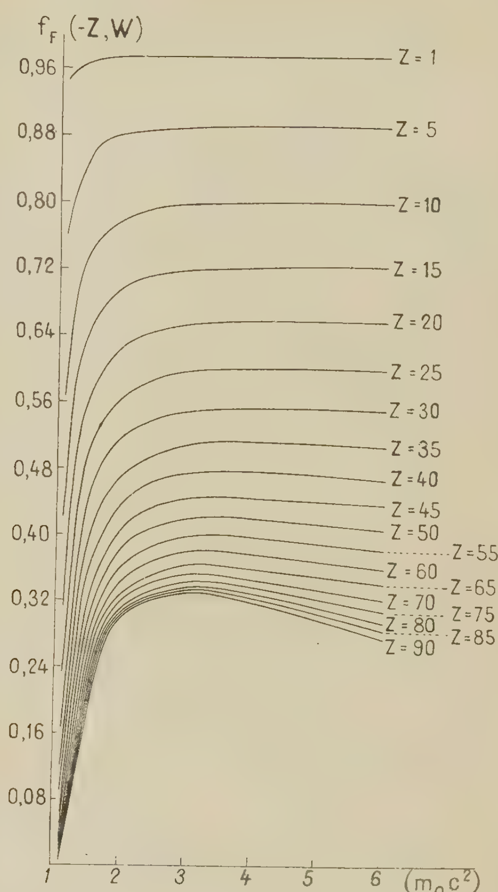


Fig. 1 *b*. — Valeurs de la fonction de Fermi, $F(-Z, W)$ donc pour le cas de β^+, d'après le calcul utilisant le développement de Stirling.

et en utilisant

$$\bar{R} = 1,5 \cdot 10^{-13} A^{\frac{1}{3}} \text{ cm},$$

on a obtenu les valeurs numériques de $F(Z, W)$ pour les spectres β^- et β^+. Les résultats sont reproduits dans le tableau I et la figure 1.

Pour se rendre compte de la validité des formules approchées que l'on utilise fréquemment, le même auteur [3] a fait la comparaison des formules approchées suivantes, avec celle calculée plus haut avec le développement de Stirling :

Formule de Bethe et Bacher [4],

$$F_B(Z, W) = \frac{4(2p\bar{R})^{2s-2}}{(2s!)^2} \frac{2\pi y}{1-e^{-2\pi y}} \left(y^2 + \frac{1}{4}\right)^{s-1}, \quad (5)$$

où

$$y = \alpha Z \frac{W}{p}.$$

Formule de Nordheim et Yost [5],

$$F_N(Z, W) = \frac{4}{(2s!)^2}(2p\bar{R})^{2s-2}\frac{2\pi(\alpha Z)(1+\alpha^2 Z^2)}{(1-e^{-2\pi\alpha Z})} \times \left[1 - \frac{2\pi\alpha Z}{e^{2\pi\alpha Z}-1}\frac{1}{2W^2}\right]\frac{W}{p}. \quad (6)$$

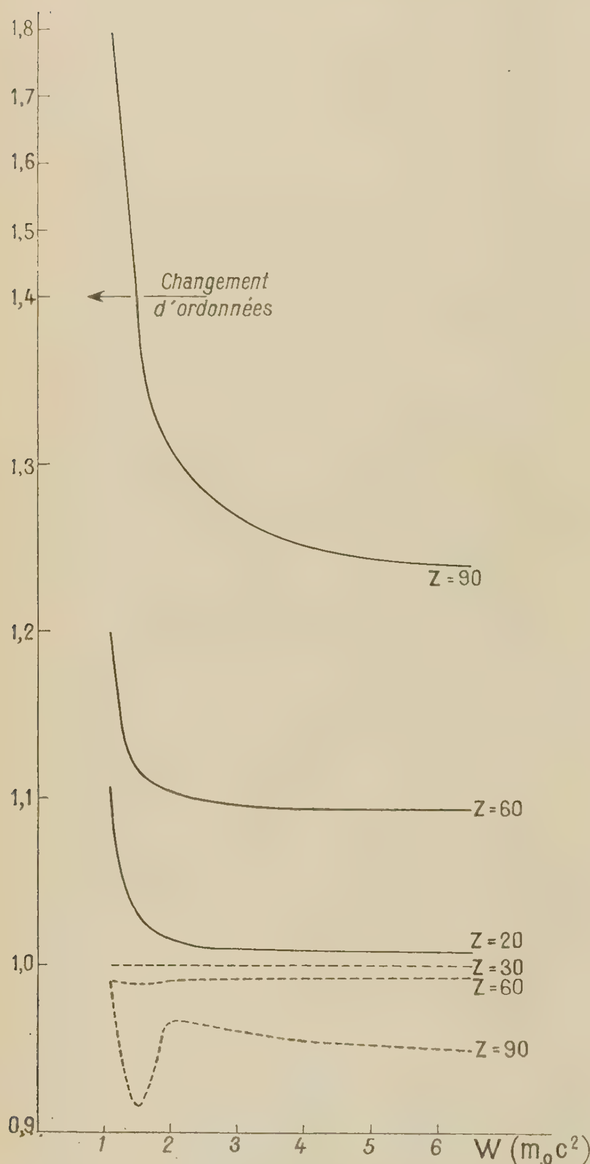


Fig. 2.

—— Rapports des valeurs de $F_{N \text{ et } Y}$ $(+Z, W)$ à celles de $F(+Z, W)$ calculées d'après la formule de Stirling;
----- Rapports des valeurs de $F_{B \text{ et } B}$ $(+Z, W)$ à celles de $F(+Z, W)$ calculées d'après la formule de Stirling.

Pour les comparaisons, on a utilisé le facteur correct $\frac{2(1+s)}{(2s!)^2}$ au lieu du facteur approché $\frac{4}{(2s!)^2}$. La valeur de $2(1+s)$, en effet, passe de 3,999946 à 3,5078 lorsque Z croît de 1 à 90.

Les résultats de cette comparaison sont reportés dans la figure 2.

Très récemment, B. S. Djelepov et C. N. Zirianova [6] ont publié les tableaux complets des valeurs numériques de $F(Z, W)$. Eux aussi utilisaient le développement de Stirling, mais pour $0 \leqq Z \leqq 95$ et pour les énergies cinétiques des β comprises entre 1 keV et 10 MeV. Leurs calculs ont été faits avec cinq chiffres significatifs en interrompant au troisième terme de la série de Stirling, avec

$$\bar{R} = 1,5.10^{-13} A^{\frac{1}{3}} \text{ cm}.$$

Nous avons donc comparé nos résultats avec ceux obtenus par eux et nous avons eu un bon accord : les écarts sont inférieurs à 0,5 pour 100 dans les domaines de

$$1 \leqq Z \leqq 90 \quad \text{et} \quad 1,5 \leqq W \leqq 6\, m_0 c^2.$$

Ces écarts peuvent être dus aux interpolations entre deux valeurs de $F(Z, W)$ dans les tableaux de Djelepov, que nous avons faites pour comparer avec nos résultats.

L'emploi de la série de Stirling de $\Phi(Z)$ exige la condition suivante :

$$|\arg Z| \leqq \pi - \Delta. \quad (6')$$

Cette condition n'est pas toujours satisfaite dans les domaines intéressés, mais on peut la satisfaire toujours en utilisant $\Phi(Z+1)$, $\Phi(Z+2)$, ... et la formule de récurrence.

D'autre part, Feister [2] a donné le tableau des valeurs numériques de la partie dépendante de p dans $F(Z, p)$, c'est-à-dire

$$F'(Z, p) \equiv p^{2+2S} e^{\pi\alpha Z \frac{W}{p}} \left|\Gamma\left(1 + S + i\alpha Z\frac{W}{p}\right)\right|^2, \quad (7)$$

où

$$S \equiv s - 1.$$

Les fonctions $F(Z, p)$ et $F(Z, W)$ que nous avons traitées plus haut, sont reliées par l'expression suivante :

$$\frac{F'(Z, p)}{p^2} = \frac{F(Z, W)}{\frac{2(s+1)}{(2s!)^2}(2\bar{R})^{2s-2}}. \quad (8)$$

Feister a utilisé les valeurs-clé obtenues par interpolation des valeurs de $\log_{10}|\Gamma(Z)|$ du tableau de Meissner ([3]), qui donne $\log_{10}|\Gamma(Z)|$ pour le « réseau triangulaire »

$$Z = \frac{(2m + i2n\sqrt{3})}{24}$$

([3]) *Deutsch Mathematik*, 1939, **4**, 537-555.

et

$$Z = \frac{[(2m+1) + i(2n+1)\sqrt{3}]}{24},$$

avec

$$m = 6,\quad 7,\quad \ldots,\quad 17 \qquad \text{et} \qquad n = 0,\quad 1,\quad \ldots,\quad 6,\quad 7.$$

En dehors de ces limites, il a utilisé la série (3), en utilisant la formule suivante :

$$\log|\Gamma(a+ib)|^2 = 2\log|\Gamma(a)| - \log\left(1 + \frac{b^2}{a^2}\right) - b^2 \frac{\mathrm{d}^2}{\mathrm{d}a^2}\log\Gamma(a+1) + \frac{b^4}{12}\,\frac{\mathrm{d}^4}{\mathrm{d}a^4}\log\Gamma(a+1). \qquad (9)$$

Les valeurs $\Gamma(a)$, $\frac{\mathrm{d}^2}{\mathrm{d}a^2}\log\Gamma(a+1)$, ... ont été obtenues par interpolation dans les *Tables of the higher mathematical functions II*, de H. T. Davis.

Feister indique que ses valeurs sont exactes jusqu'à la deuxième décimale, sauf au voisinage de $p = 0$. En effet, le développement (9) est limité par certaines conditions. Par exemple :

Z.	$\frac{b^2}{(n+a)^2}$.			
1.....	< 1	pour	$W \geqq 1{,}00005$	($E_\beta \geqq 25$ eV)
40.....	< 1	pour	$W \geqq 1{,}052$	($E_\beta \geqq 264$ keV)
90.....	< 1	pour	$W \geqq 2{,}030$	($E_\beta \geqq 525$ keV)

Nous avons également effectué la comparaison des valeurs numériques données par Feister avec celles données par Djelepov et Zirianova et nous avons constaté un accord parfait dans les domaines de

$$1{,}002 \leqq W \leqq 15\, m_0 c^2 \qquad \text{et} \qquad 5 \leqq Z \leqq 90,$$

dans la limite des erreurs du calcul de comparaison qui sont de 6 pour 1000 au plus.

En conclusion, nous pourrions dire que les tableaux donnés respectivement par Djelepov et Zirianova et par Feister sont également précis et utilisables dans les domaines donnés. L'utilisation du développement de Stirling, pourtant, semble moins limitée.

Il faudrait éviter l'emploi de la formule approchée de Nordheim et Yost au-dessous de $W = 2m_0c^2$ ($E_\beta = 500$ keV); $Z \geqq 20$ et de celle de Bethe et de Bacher au-dessous de $W = 2m_0c^2$ et $Z \geqq 60$. Entre $W = 1{,}002$ et $W = 1{,}1\, m_0c^2$ ($E_\beta = 50$ keV), l'emploi du tableau de Djelepov et Zirianova est justifié.

Nous sommes reconnaissantes à M. Joliot pour l'intérêt qu'il a pris à ce travail. Nous remercions M. Nataf pour les discussions au cours desquelles il nous a donné des conseils et Mlle Yamazaki (Université de l'Éducation de Tokyo), qui nous a aidés à faire certains calculs.

Manuscrit reçu le 29 octobre 1952.

BIBLIOGRAPHIE.

[1] Fermi E. — *Z. Physik*, 1934, **88**, 161.
[2] Feister I. — *Phys. Rev.*, 1950, **78**, 375 ou Table for the Analysis of β Spectra. *Nat. Eur. Stand. Appl. Math.*, series 13, U. S. A.
[3] Yuasa T. — Lu à l'Assemblée annuelle de la Société de Physique du Japon, 1947; le résumé a été imprimé à cette occasion.
[4] Bethe H. A. et Bacher R. F. — *Rev. Mod. Physics*, 1936, **8**, 194.
[5] Nordheim L. W. et Yost F. L. — *Phys. Rev.*, 1937, **51**, 942.
[6] Djelepov B. S. et Zirianova L. N. — *J. Phys. théor. et expér.*, 1951, **21**, 8.

NOTE SUR L'EFFET DES VIBRATIONS ATOMIQUES SUR LE PARAMAGNÉTISME ET SUR LA CHALEUR SPÉCIFIQUE

Par T. G. OWE BERG,
Avesta (Suède).

Sommaire. — En appliquant la formule théorique de la susceptibilité χ donné dans une Communication précédente, on trouve que les valeurs calculées sont trop grandes à des températures basses, près de la température Curie. Cela est expliqué par un mécanisme de résonance entre les vibrations atomiques thermiques et les oscillations de l'énergie d'interaction entre les états de spins parallèles et antiparallèles. Cette résonance entraîne une absorption d'énergie, à laquelle est dû le pic de la chaleur spécifique. Un tel mécanisme est aussi applicable au pic dans la chaleur spécifique associé avec l'ordre dans des alliages.

Dans une Communication précédente [1], nous avons traité la susceptibilité χ du nickel. Nous sommes arrivé à la formule

$$\chi = \frac{n\mu_B^2 S(S+2)}{3k\left[T - \frac{\Theta}{\sqrt{\frac{S(S+2)}{3}}}\right]}, \qquad (1)$$

avec les dénotations :

n, nombre des atomes;
μ_B, le magnéton de Bohr;
S, le nombre des électrons d célibataires (« unpaired »);
k, la constante de Boltzmann;
T, la température absolue;
Θ, la température Curie.

Pour le but de cette Communication-ci, il faut considérer la déduction de la formule (1) un peu plus en détail.

Nous partons de la formule

$$\chi = \frac{n\mu_B^2 S(S+2)}{3k(T-T_c)}, \qquad (2)$$

où T_c désigne une « température critique », et suivons la présentation de Fröhlich [2].

Pour $S = 1$, nous avons les formules classiques

$$\chi = \frac{n\mu_B^2}{k(T-\Theta)}, \qquad (3)$$

et

$$T_c^1 = \Theta = \frac{2A}{k}, \qquad (4)$$

où A est l'énergie d'interaction.

Le moment effectif par atome à $S \neq 1$ est donc

$$\mu = \mu_B\sqrt{\frac{S(S+2)}{3}}. \qquad (5)$$

L'énergie d'interaction A_{12} de deux aimants à moments μ_1 et μ_2 est

$$A_{12} = \frac{\mu_1\mu_2}{r^3}\varphi = \frac{\mu_1}{\mu_B}\frac{\mu_2}{\mu_B}A, \qquad (6)$$

où r est la distance entre les aimants et φ est une fonction de leurs coordinées angulaires. Cette formule appliquée à deux électrons donne avec $\mu_1 = \mu_2 = \mu_B$, en effet, $A_{12} = A$. Si $\mu_1 = \mu_B$ est le moment d'un électron et

$$\mu_2 = \mu_B\sqrt{\frac{S(S+2)}{3}}$$

le moment d'un atome à S électrons d célibataires, nous trouvons de (6) l'énergie d'interaction entre un électron et un atome voisin

$$A_S = A\sqrt{\frac{S(S+2)}{3}}, \qquad (7)$$

d'où

$$A = \frac{A_S}{\sqrt{\frac{S(S+2)}{3}}}. \qquad (8)$$

Par conséquent, pour $S \neq 1$, il faut remplacer, dans la formule (4) pour T_c^1, Θ par $\frac{\Theta}{\sqrt{\frac{S(S+2)}{3}}}$ pour obtenir T_c^S

$$T_c^S = \frac{\Theta}{\sqrt{\frac{S(S+2)}{3}}}. \qquad (9)$$

De (2) avec (9) nous obtenons (1).

Nous avons déjà démontré que la formule (1) donne une très bonne concordance avec les mesures de Fallot [3] pour le nickel, à savoir à des températures au-dessus de 1300° K, l'écart étant, en effet, plus petit que l'erreur expérimentale. Pour Θ, nous

avons pris la température Curie au maximum de la chaleur spécifique, pour S des valeurs calculées de la capacité calorifique [1].

Pour examiner l'écart à des températures plus basses, nous considérons d'abord l'influence d'une erreur en S sur la valeur de χ. Avec

$$\alpha = \sqrt{\frac{S(S+2)}{3}}, \tag{10}$$

nous obtenons de (1)

$$\frac{\Delta\chi}{\chi} = \frac{\Delta\alpha}{\alpha}\left[3 - \frac{1}{1 - \frac{\Theta}{\alpha T}}\right].$$

Cela nous donne

$$\frac{\Delta\chi}{\chi} = 0 \quad \text{pour} \quad T = \frac{3}{2}\frac{\Theta}{\alpha}. \tag{12}$$

Les valeurs calculées de S nous donnent

$$T = \frac{3}{2}\frac{\Theta}{\alpha} = 1023\,^{\circ}\text{K}.$$

Alors, χ est indépendant de l'erreur en S à $T = 1\,023^{\circ}$ K. Si $\Delta\alpha > 0$, on a

$$\Delta\chi < 0 \qquad \text{pour} \quad T < 1023\,^{\circ}\text{K}.$$

Or, à 1023° K, la valeur de χ calculée est 3,3 pour 100 plus haute que la valeur mesurée. Aussi, aux température $< 1\,023$, $\Delta > 0$. Par conséquent, l'écart ne peut pas s'expliquer par une erreur en S. En particulier, à $T = 706^{\circ}$ K, les mesures de Sucksmith et Pierce [4] donnent $\chi = 89{,}69.10^{6}$. Cette valeur dans (1) donne $S = 3{,}51$ une valeur tout à fait impossible, parce que S doit rester plus petit que $S^{0} = 2$ de l'atome libre.

La formule fondamentale (2) a été déduite pour des atomes libres. En principe, elle n'est donc valable qu'aux températures les plus élevées. Il faut donc la modifier aux températures basses, à savoir près de la température Curie. Cela ne peut pas se faire sans connaissance des facteurs qui influencent la liberté des atomes. Nous allons maintenant discuter ses facteurs d'une manière qualitative.

Lorsqu'un électron change le sens de spin, l'énergie d'interaction se change par $2A$. Si $S \neq 1$, il faut que tous les S électrons de l'atome changent le sens de spin simultanément et l'énergie change par $2\,AS$. Nous pouvons donc considérer les électrons célibataires de l'atome comme un oscillateur à la fréquence

$$\nu = \frac{2AS}{h}. \tag{13}$$

On peut se figurer ce processus comme une oscillation d'énergie entre les états $+A$ et $-A$, c'est-à-dire entre des spins parallèles et antiparallèles.

Les atomes font aussi des vibrations dans la maille à la fréquence

$$\nu = \frac{Q}{3Nh}, \tag{14}$$

où Q est la capacité calorifique

$$Q = \int_0^T C_p\, dT \tag{15}$$

et N est le nombre d'atomes du métal.

A résonance entre les deux oscillations (13) et (14), on a avec (8)

$$\Theta = \frac{Q}{3Nk}\sqrt{\frac{S+2}{3S}}, \tag{16}$$

ou, avec Q en kilocalories par atome-gramme,

$$\Theta = 168\,Q\sqrt{\frac{S+2}{3S}}. \tag{17}$$

Nous pouvons considérer les deux oscillations, celle de l'énergie d'interaction et celle des atomes,

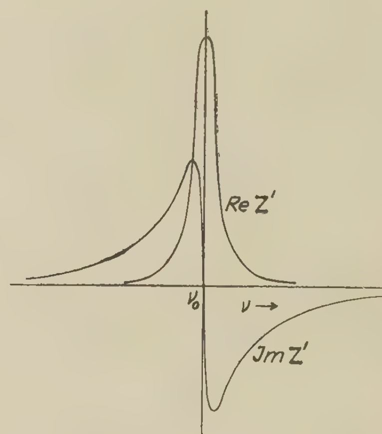


Fig. 1.

$Re\,Z^{1} = f(\nu)$; $\quad Im\,Z^{1} = f(\nu)$.

comme s'opérant dans deux circuits oscillateurs accouplés, le circuit secondaire étant accordé à la fréquence (13), et appliquer à ce modèle la théorie des circuits accouplés. D'un intérêt particulier est d'abord l'impédance d'accouplement

$$Z^{1} = \frac{(\omega M)^2}{Z}.$$

La figure 1 montre la variation de la part réelle et de la part imaginaire de Z^{1} avec la fréquence aux deux côtés de la fréquence de résonance ν_0.

L'énergie d'oscillation emmagasinée dans un circuit à résonance, dont l'inductance est L, est $\frac{1}{2}LI^2$, I étant l'amplitude du courant. Cette énergie doit être apportée au circuit à l'excitation de l'oscillation, mais peut être regagnée, pourvu qu'elle ne soit pas consommée en forme de pertes d'énergie dans des résistances ou par radiation. La perte d'énergie dans une résistance R pendant

une période de l'oscillation est $\frac{1}{2}\frac{R}{\omega}I^2$. En supposant que l'énergie d'oscillation $\frac{1}{2}LI^2$ est entièrement consommée par des pertes, il faut donc apporter l'énergie

$$\frac{1}{2}I^2\left(\frac{R}{\omega}+L\right)$$

chaque fois qu'un spin change son sens. L'énergie moyenne apportée et consommée par oscillateur est donc

$$\frac{I^2}{2\omega}(R+\omega L). \tag{18}$$

En absence du circuit secondaire, l'énergie emmagasinée dans le circuit primaire serait

$$Q_1=\frac{I^2}{2\omega}\omega L_1. \tag{19}$$

Cette formule nous donne I^2. Après l'accouplement du circuit secondaire, l'impédance dans le circuit primaire augmente par $R^1+\omega L^1$. Pour maintenir l'état d'oscillation, il faut donc apporter l'énergie

$$\Delta Q=Q_1\frac{R^1+\omega L^1}{\omega L_1}. \tag{20}$$

Nous faisons abstraction de l'influence de l'accouplement sur la fréquence primaire ω. A une valeur constante donnée de ω, l'état d'oscillation restant le même, le besoin augmenté d'énergie apparaît en forme d'une croissance de la chaleur spécifique C_p du métal. Nous avons donc

$$\Delta C_p=\frac{C_{p_1}}{\omega L_1}(Re Z^1+Im Z^1). \tag{21}$$

L'énergie d'oscillations apportée au circuit secondaire est proportionnel à $Im Z^1$, donné dans la figure 1 en fonction de ν. Par conséquent, il faut augmenter la valeur de Θ donnée par (17) par une quantité proportionnelle à $Im Z^1$, ce qui nous donne pour la température Curie effective

$$\Theta'=\Theta+\text{const.}\, Im Z^1. \tag{22}$$

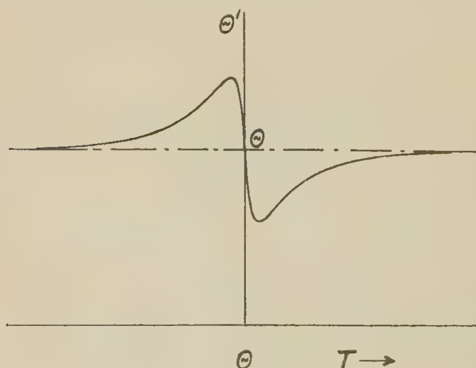


Fig. 2.
$\Theta'=f(T)$.

La figure 2 montre la fonction $\Theta'=f(T)$; la figure 3, celle de $\Delta C_p=f(T)$.

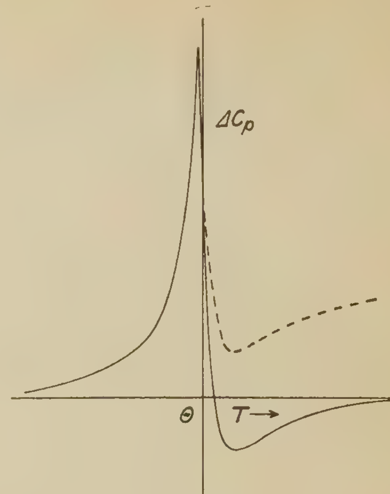


Fig. 3.
$\Delta C_p=f(T)$

Courbe pointillée avec l'addition d'un terme constant pour $T>\Theta$.

Les courbes expérimentales de $C_p=f(T)$ pour le nickel, d'après Ahrens [5], Grew [5], Lapp [5] et Moser [6] sont reproduites dans la figure 4 et celles pour le fer, d'après Eucken et Wert [5] et

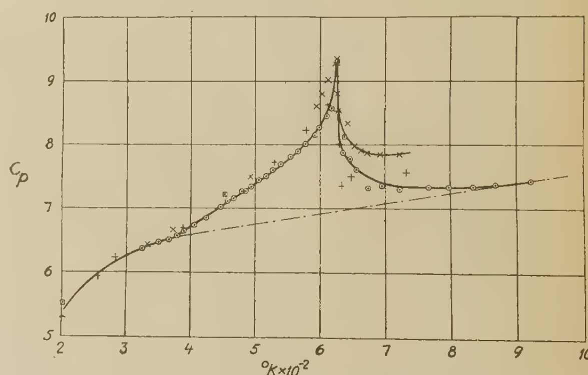


Fig. 4. — La chaleur spécifique C_p du nickel.
⊙ Moser, × Ahrens, + Lapp, ⊡ Grew.

Pallister [7] dans la figure 5. Les valeurs marquées dans la figure 5 sont celles qui ont été jugées par Pallister les plus probables après une comparaison de ses valeurs propres à celles d'après Austin, Awberry et Griffiths, Lapp et Sykes. Les valeurs d'après Eucken et Wert n'étaient pas incluses dans cette comparaison.

Les deux parties, C_{p_1} et ΔC_p, correspondant à Q_1 et ΔQ, ne peuvent être séparées que par une estimation assez grosse. Nous avons essayé de tracer

une courbe régulière unissant les parties de la courbe au-dessous et au-dessus du domaine du pic. ΔC_p est l'ordonnée au-dessus de cette courbe. La courbe de Pallister fait voir le domaine à $\Delta C_p < 0$ au-dessus de $T = \Theta$. Les courbes pour le nickel ne possèdent pas ce domaine. Il est difficile d'en trouver l'explication. Il est possible que l'énergie de l'oscillation ne soit pas retournée aux vibrations atomiques, mais aux mouvements thermiques

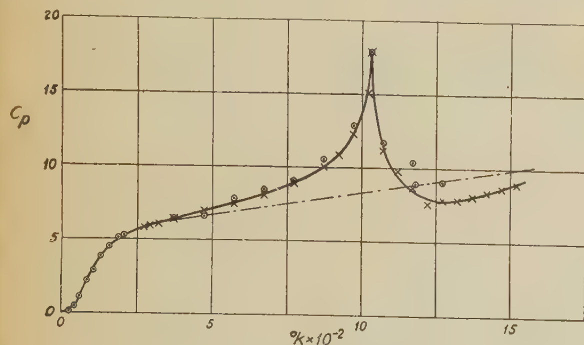


Fig. 5. — La chaleur spécifique C_p du fer.
× Pallister, ⊙ Eucken et Wert.

électroniques. Aussi, nous n'avons tenu compte que de la contribution à Q_1 par les vibrations atomiques. Pour tenir compte de la chaleur spécifique électronique, nous avons additionné un terme constant à ΔC_p pour $T > \Theta$. Le résultat est montré par la courbe pointillée dans la figure 3.

Nous avons donc expliqué qualitativement la décroissance de Θ et, par conséquent, la décroissance de χ avec la température décroissante près de la température Curie. En outre, nous avons aussi obtenu une explication qualitative du pic de la chaleur spécifique. A défaut des mesures exactes, nous ne pouvons pas pousser l'argumentation plus loin. Cependant, il faut ajouter que la chaleur spécifique des alliages ordonnés, qui a un pic correspondant, doit être explicable par un mécanisme semblable, où l'énergie oscille entre celles de l'état ordonné et de l'état désordonné.

On peut s'attendre que le pic double caractéristique aux circuits accouplés paraisse dans la courbe de la chaleur spécifique. En général, ce n'est pas le cas, cependant. Le seul cas connu d'un pic double est la chaleur spécifique de l'alliage Ni_3Mn ordonné [8]. Évidemment, l'accouplement entre les deux circuits doit être plus ferme pour l'ordre-désordre que pour le magnétisme. Il est difficile à dire si le pic double pour Ni_3Mn est un pic double de résonance ou s'il est dû à d'autres phénomènes.

La valeur de Q qu'il faut employer dans (17) est, évidemment,

$$Q_1 = Q_{tot} - \Delta Q,$$

Q_{tot} désignant la chaleur totale mesurée. Cela nous donne, au lieu de (17),

$$\Theta = 168(Q_{tot} - \Delta Q)\sqrt{\frac{S+2}{3S}}, \qquad (24)$$

avec Q_{tot} et ΔQ exprimés en kilocalories par atome-gramme.

Nous avons calculé ΔQ de (24) avec les valeurs expérimentales de Θ et Q_{tot} pour le nickel, le fer et le cobalt. Le tableau I donne les valeurs calculées ΔQ_{calc} ainsi que les valeurs ΔQ_{obs} obtenues, comme expliqué plus haut, des courbes expérimentales.

Tableau I.

	Θ.	$Q_1 = Q_{tot} - \Delta Q$.	Q_{tot}.	ΔQ_{calc}.	ΔQ_{obs}.	ν_0.
Ni.	626	3,38	3,75	0,37	0,13	$1,2.10^{13}$
Fe.	1043	8,03	9,14	1,11	0,9	2,8
Co.	1413	10,6	11,6	1,0	–	3,8

En vue de l'incertitude des valeurs ΔQ_{obs} et des grosses approximations, la concordance est satisfaisante.

Le travail dont le résultat est rapporté dans cette Communication a été fait dans le laboratoire d'Avesta Jernverks AB (Suède). Nous tenons à exprimer notre gratitude à la Direction d'Avesta Jernverks AB pour avoir bien voulu nous donner l'autorisation de la publier.

Manuscrit reçu le 15 novembre 1952.

BIBLIOGRAPHIE.

[1] Owe Berg T. G. — *J. Physique Rad.*, 1951, **12**, 418-429.
[2] Fröhlich H. — Elektronentheorie der Metalle, Berlin, 1936.
[3] Fallot M. — *J. Physique Rad.*, 1944, **5**, 153-163.
[4] Sucksmith W. et Pierce R. R. — *Proc. Roy. Soc.*, 1938, **167**, 189-204.
[5] Landolt et Börnstein. — Physik. chem. Tabellen, Berlin, 1923-1936.
[6] Moser H. — *Physik Z.*, 1936, **37**, 737.
[7] Pallister P. R. — *J. Iron Steel Inst.*, 1949, **161**, 87-90.
[8] Thompson N. — *Proc. Phys. Soc.*, 1940, **52**, 217-228.

EXPOSÉS ET MISES AU POINT BIBLIOGRAPHIQUES

RÉSONANCE PARAMAGNÉTIQUE ÉLECTRONIQUE. HISTORIQUE ET PRINCIPAUX RÉSULTATS

Par JEAN UEBERSFELD et JEAN COMBRISSON
École Supérieure de Physique et Chimie,

Sommaire. — La découverte de la résonance paramagnétique électronique est rattachée à l'étude de la relaxation paramagnétique.

Le principe des méthodes expérimentales est brièvement indiqué et l'on a surtout insisté sur le côté spectroscopique de la méthode.

La résonance électronique donne des renseignements précieux sur la structure des ions paramagnétiques (symétries, champs électriques cristallins) et des noyaux (spins nucléaires, moments quadrupolaires).

Elle est aussi un moyen d'investigation des phénomènes de relaxation et des forces d'échange.

La méthode s'applique aussi aux gaz et à diverses structures paramagnétiques (radicaux libres, métaux alcalins, cristaux colorés).

Une bibliographie analytique, à jour jusqu'en mars 1952, est donnée en fin d'article.

Le point de départ est le phénomène de relaxation paramagnétique (C. G. Gorter, *Paramagnetic Relaxation*, 1947) découvert et étudié par Gorter et ses élèves depuis 1936, principalement aux basses températures : les expériences consistent à étudier

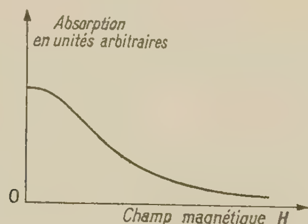


Fig. 1.

l'absorption par une substance paramagnétique de l'énergie magnétique d'un champ de haute fréquence, en présence ou non d'un champ magnétique continu parallèle ou perpendiculaire au champ de haute fréquence.

Pour des champs perpendiculaires, les courbes donnant la puissance de haute fréquence absorbée en fonction de la valeur du champ magnétique continu ont la forme indiquée sur la figure 1.

Ce phénomène était étudié soit par une méthode calorimétrique (mesure d'échauffements), soit par une méthode radioélectrique (mesure de la fréquence d'un oscillateur).

1. La découverte du phénomène de résonance. — En 1944, Zavoisky [40], [41], [42] en U. R. S. S. a repris les expériences de relaxation paramagnétique avec des champs (alternatif et continu) perpendiculaires et à des fréquences de champ magnétique alternatif beaucoup plus élevées que celles utilisées par Gorter, de l'ordre de 100 à 3 000 MHz (utilisation d'un magnétron et d'un appareillage de radar).

Ce champ magnétique de haute fréquence permet à Zavoisky [40] de découvrir le phénomène de résonance paramagnétique électronique dont Frenkel [12] en U. R. S. S., et à la même époque, donne une première théorie, et que l'on peut interpréter de la manière suivante :

Placé dans un champ magnétique continu, le moment magnétique d'un atome ou d'un ion paramagnétique prend un mouvement de précession autour de la direction du champ magnétique continu; la fréquence de cette précession, appelée précession de Larmor, a pour valeur

$$\nu_0 = g\beta H, \qquad (1)$$

où g est le facteur de Landé (ou rapport gyromagnétique), H le champ magnétique continu, et β le magnéton de Bohr.

Un champ magnétique alternatif perpendiculaire au champ magnétique continu cédera au mouvement du moment magnétique une énergie maximum, lorsque sa fréquene sera égale à ν_0.

Les courbes de Zavoisky (absorption en fonction du champ magnétique continu) ont la forme indiquée sur la figure 2.

Remarquons que les courbes de Gorter s'obtiennent en décalant celles de Zavoisky vers la gauche, de manière à amener le maximum d'absorption dans la région des champs très faibles; ceci s'explique aisé-

ment : Gorter utilisait un champ alternatif de fréquence relativement basse. Le champ magnétique continu donnant au moment magnétique la fréquence de précession ν_0 est très faible d'après la formule (1) de l'ordre de grandeur des champs résiduels d'électro-aimants.

L'étude de la résonance électronique consiste donc

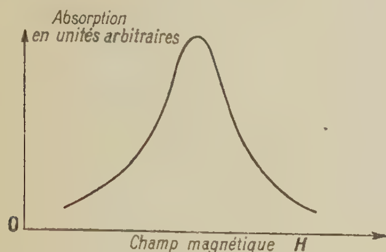


Fig. 2.

essentiellement dans la mesure de l'absorption de de l'énergie magnétique d'un champ alternatif par une substance paramagnétique en présence d'un champ magnétique continu perpendiculaire.

La résonance électronique est l'analogue de la résonance nucléaire découverte par Rabi en 1939 dans les jets atomiques et par Purcell et Pound en 1945 dans la matière de l'état compact.

2. **Les premières expériences de résonance paramagnétique.** — Après la découverte de Zavoisky tous les corps paramagnétiques sont étudiés les uns après les autres, surtout aux États-Unis, par le groupe de l'Université de Pittsburg (Halliday, Cummerow et leurs collaborateurs) [9], [10], [13], [14], [34] et le groupe de l'Université de Rutger (Weidner et Weiss) [60], [61], [62], [63], [64], [65].

La résonance d'un certain nombre de radicaux organiques est mise en évidence par Kittel et ses collaborateurs ([133] à [138]).

Le but de ces expériences est toujours le même : déterminer le rapport gyromagnétique g, donné par la formule (1), les largeurs de bande des courbes de résonance, pour vérifier la formule de Frenkel [12] ou celle de Van Vleck [31] concernant les causes d'élargissement de la raie (interaction spin-spin, interaction spin-réseau).

La formule (1) montre que pour des champs magnétiques continus H de l'ordre de quelques milliers d'œrsteds, la fréquence ν_0 est de l'ordre de 10 000 MHz.

Pratiquement la fréquence du champ magnétique alternatif est maintenue fixe, et l'on fait varier le champ magnétique continu H.

La méthode expérimentale prend dans ces condions tions une forme bien définie et commune à la plupart des expérimentateurs : l'appareillage est celui utilisé dans la technique du radar (10, 3 ou 1 cm de longueur d'onde).

Les ondes électromagnétiques produites par un klystron excitent, par l'intermédiaire d'un guide d'ondes, les vibrations d'une cavité résonnante (grâce à un couplage convenable), où elles produisent une répartition stationnaire du champ électromagnétique.

L'échantillon de substance est placé dans la cavité, en un ventre de champ magnétique, et l'on étudie les variations du coefficient de surtension et de la fréquence de résonance de la cavité en présence d'un champ magnétique continu orienté perpendiculairement au champ magnétique alternatif. On peut relier simplement la susceptibilité magnétique complexe de la substance aux mesures précédentes [35].

3. **Le développement du point de vue spectroscopique.** — A partir de 1947, Weiss et ses collaborateurs d'une part ([60] à [65]), le groupe d'Oxford d'autre part [5], [48], [49], [50], [51], [52], [69], [70], [85], [96], [97], [98], [105], [106], [108], [109], [113] se préoccupent des renseignements d'ordre spectroscopique que peut donner l'étude de la résonance paramagnétique électronique : le phénomène de résonance électronique apparaît comme lié à la transition entre deux sous-niveaux magnétiques d'un même niveau électronique (R_1, R_2 sur la figure 4), alors que le phénomène de Zeeman est lié à la transition entre deux sous-niveaux magnétiques de deux

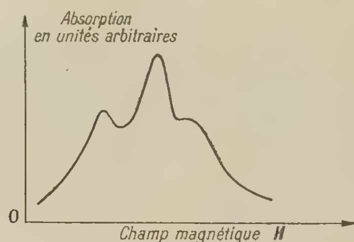


Fig. 3.

niveaux électroniques différents (Z_1, Z_2, Z_3, Z_4, sur la figure 4).

Les travaux de Weiss [62], [63], [64], [65] sur l'alun de chrome montrent plusieurs résonances lorsqu'on fait varier le champ magnétique continu (*fig.* 3).

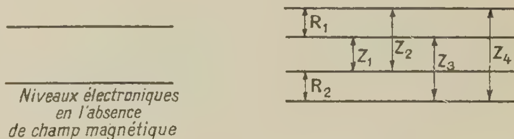


Fig. 4.

Ces résonances multiples s'interprètent par la levée de la dégénérescence de l'état fondamental de l'ion chrome (paramagnétique) sous l'action d'un champ électrique cristallin (dû aux atomes et molécules de la maille cristalline).

Remarquons d'ailleurs, que les mêmes considérations avaient été nécessaires pour interpréter les spectres optiques.

Luttinger et Kittel [58] font la théorie de l'influence de ce champ cristallin sur la résonance électronique (effet Stark) et prévoient un fort effet d'anisotropie, qui dépend de la symétrie de la maille cristalline

et de l'orientation respective du champ cristallin et du champ magnétique continu.

Des mesures de Weiss et d'autres physiciens sur des monocristaux d'aluns de chrome montrent cet effet d'anisotropie; les mesures du rapport gyromagnétique dans diverses orientations permettent de déduire la séparation des niveaux en l'absence de champ magnétique extérieur.

Des études de ce type sont entreprises un peu partout (en Amérique, en Angleterre et au Japon, *voir* bibliographie).

Elles concernent la plupart des ions paramagnétiques.

D'autre part, pour réduire la largeur des raies, on cherche à opérer sur des cristaux dilués (remplacement isomorphique des ions paramagnétiques par des ions non paramagnétiques) ce qui diminue l'interaction entre les ions paramagnétiques (interaction spin-spin) et permet de mettre en évidence la structure hyperfine de la raie due à l'interaction entre le noyau et le cortège électronique.

Le groupe d'Oxford a donné une théorie (Bleaney, Abragam et Pryce) [67], [70] qui permet d'interpréter complètement les spectres.

Nous allons brièvement montrer comment :

L'hamiltonien $\mathcal{H}$ d'un ion paramagnétique dans un cristal (hamiltonien qui donne les niveaux d'énergie du système) a, quand on admet pour la structure une symétrie axiale (pratiquement toujours réalisée), l'expression suivante :

$$\begin{aligned}\mathcal{H} = \beta g_{\parallel}[H_z S_z + g_{\perp}(H_x S_x + H_y S_y] \\ + D_z\left[S_z^2 - \frac{1}{3}S(S+1)\right] \\ + A S_z I_z + B(S_x I_x + S_y I_y) \\ + Q\left[I_z^2 - \frac{1}{3}I(I+1)\right] - \gamma\beta_N \vec{H}.\vec{I}. \end{aligned} \qquad (2)$$

Les axes sont rectangulaires, Oz est dirigé suivant l'axe de symétrie de la structure.

Dans cette formule le terme en β (β, magnéton de Bohr) représente l'interaction du spin électronique $\vec{S}$ (de valeur S et de composantes S_x, S_y, S_z) avec le champ magnétique extérieur H (de composantes H_x, H_y, H_z).

Le rapport gyromagnétique g (appelé aussi facteur spectroscopique) est un tenseur dont les valeurs principales sont $g_{\parallel}$ et $g_{\perp}$.

Le terme en D représente la séparation en l'absence de champ magnétique des niveaux électroniques sous l'action du champ électrique cristallin [1], les termes en A et B, l'interaction entre les moments magnétiques nucléaire et électronique ($\vec{I}$ est le spin nucléaire de valeur I et de composantes I_x, I_y, I_z).

Le terme en Q correspond à l'interaction entre le moment quadrupolaire du noyau et le champ électrique des électrons, tandis que le dernier terme provient de l'action du champ magnétique extérieur sur le noyau (γ est le rapport gyromagnétique nucléaire, β_N le magnéton nucléaire).

[1] En l'absence de symétrie axiale un terme supplémentaire peut être nécessaire.

a. Interprétation de la structure fine. — Prenons un cas où g est isotrope; si M est le nombre magnétique électronique, les transitions permises sont définies par :

$$\Delta M = \pm 1.$$

De la formule (2) on peut déduire la fréquence ν de la transition $M \to M - 1$, définie par :

$$h\nu = g\beta H + D\left(M - \frac{1}{2}\right)f(\theta), \qquad (3)$$

θ étant l'angle du champ magnétique H avec l'axe de symétrie de la structure pris comme référence et $f(\theta)$ une certaine fonction.

En l'absence du champ cristallin, on aurait une seule transition de fréquence ν_0 définie par :

$$h\nu_0 = g\beta H \qquad (\nu_0 \text{ est la fréquence de Larmor}).$$

En fait, il y a $2S$ transitions ($2S + 1$ étant le nombre des valeurs, que peut prendre M).

Exceptionnellement la structure fine n'existe pas, lorsque θ prend des valeurs telles que $f(\theta) = 0$.

b. Interprétation de la structure hyperfine. — Le nombre quantique magnétique du noyau m pouvant prendre $2I + 1$ valeurs et le noyau étant protégé du champ magnétique alternatif par l'enveloppe électronique, les règles de sélection pour les transitions permises peuvent s'écrire

$$\Delta M = \pm 1 \quad \text{et} \quad \Delta m = 0.$$

Il y aura donc pour chaque transition de la structure fine précédente $2I + 1$ transitions correspondant aux $2I + 1$ valeurs de m.

La formule (2) montre d'ailleurs qu'il faut ajouter au membre de droite de la formule (3) l'expression Km, K étant une certaine grandeur ayant les dimensions d'une énergie.

La formule (3) devient

$$h\nu = g\beta H + D\left(M - \frac{1}{2}\right)f(\theta) + Km.$$

Cette formule rend compte de la structure hyperfine d'un certain nombre de spectres; elle prévoit, en particulier, l'égal espacement des diverses composantes qui n'est réalisé effectivement, que lorsque le moment quadrupolaire est nul.

Lorsqu'il n'en est pas ainsi, la formule (2) permet également de rendre compte de deux phénomènes suivants :

1° L'inégal espacement de diverses composantes hyperfines.

2° L'existence récemment mise en évidence en Angleterre [97] de transitions que l'on pensait jusqu'alors interdites définies par les règles de sélection

$$\Delta M = \pm 1 \quad \text{et} \quad \Delta m = \pm 1.$$

(Par l'intermédiaire du couplage du moment quadrupolaire avec le champ électrique des électrons, le champ magnétique alternatif appliqué change l'orientation du noyau.)

Dans le cas du cuivre chacun des deux isotopes donne de telles raies; on peut en déduire le rapport des moments quadrupolaires des deux noyaux.

Sur la figure 5 les diverses transitions précédemment envisagées sont indiquées dans le cas suivant :

$$S = \frac{5}{2}, \qquad I = \frac{5}{2} \quad (\text{Mn})$$

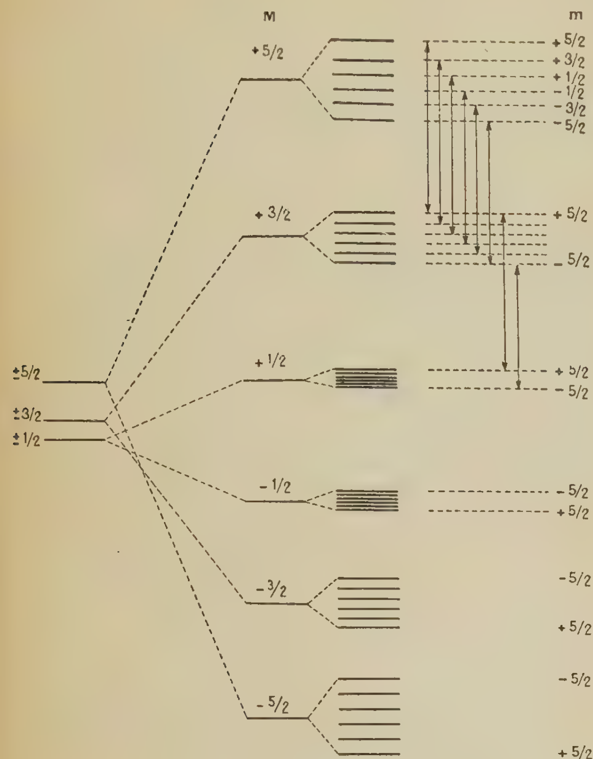


Fig. 5. — Niveaux énergétiques électroniques en l'absence et en présence d'un fort champ magnétique, transitions dues au spin nucléaire.

sur la figure 6 on a étudié le cas où

$$S = \frac{1}{2}, \qquad I = \frac{3}{2}$$

avec les deux isotopes dans ce dernier cas.

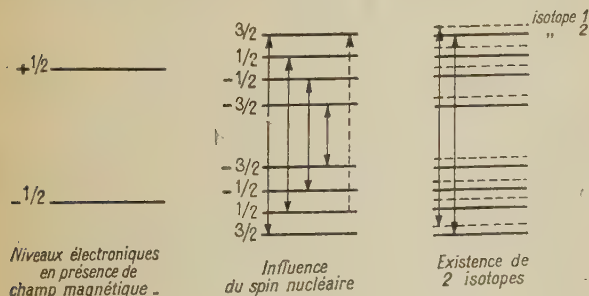


Fig. 6.

De nombreuses études expérimentales ont été faites sur les éléments du groupe du fer et sur les terres rares (*voir* bibliographie).

Les ions Fe^{+++}, Mn^{++}, Cr^{++}, V^{++}, Cr^{++}, Ni^{++} et Cu^{++} peuvent être étudiés à la température ordinaire tandis que les ions Ti^{3+}, V^{3+}, Fe^{++}, Co^{++} doivent être

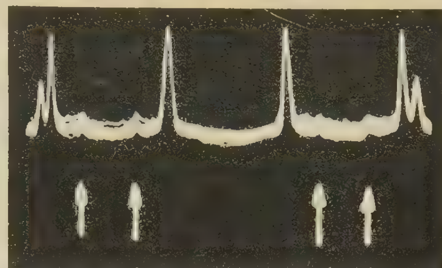


Fig. 7. — Extrait de *Proc. Phys. Soc.*, 1951, **64**, 758. — Structure hyperfine de la transition électronique $\frac{1}{2} \leftrightarrow -\frac{1}{2}$ montrant les fortes transitions $\left(\frac{1}{2}, m\right) \leftrightarrow \left(-\frac{1}{2}, m\right)$ dans lesquelles m ne change pas. Les flèches indiquent les faibles transitions pour lesquelles m change d'une unité.
On voit les lignes dues au cuivre 63 et celles dues au cuivre 65.

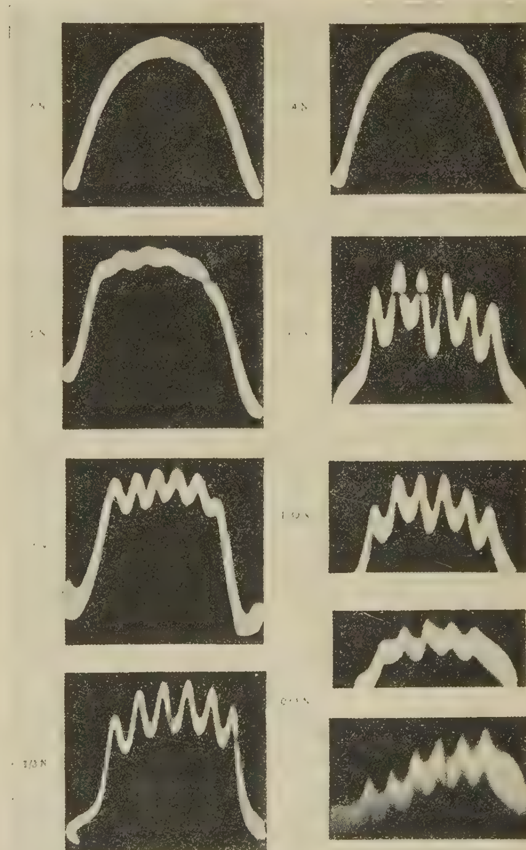


Fig. 8 (Extrait de *Physica*, 1951, **17**, 226). — Raies de résonance dans des solutions de SO_4 Mn.

étudiés à de très basses températures (hydrogène ou hélium liquide).

On peut interpréter ces différences de comportement par la considération de divers temps de relaxation.

D'autres études ont été effectuées par la méthode de la résonance paramagnétique électronique.

Le paramagnétisme des gaz (NO et O_2) a été étudié par cette méthode; de nombreuses raies de résonance ont été trouvées ([143] à [149]).

Le paramagnétisme de spin de certains radicaux organiques a pu être mis en évidence ([135] à [138]).

Les solutions aqueuses ou organiques de certains ions, « les dilutions magnétiques » ont été étudiées et ont montré l'influence du spin nucléaire (structure hyperfine) ([123] à [132]).

Le paramagnétisme des centres F (cristaux colorés sous l'action des rayons X ou de neutrons) étudié également par cette méthode se révèle être un paramagnétisme de spin libre ($g = 2$) ([139] à [142]).

Plus récemment des *métaux* alcalins (en solution dans l'ammoniac ou certaines amines) ont donné lieu au phénomène de résonance paramagnétique (à des fréquences de l'ordre de 50 à 10 000 MHz) ([130] à [132]).

La structure hyperfine du diphényltrinitrophénylhydrazil a été trouvée en solutions liquide ou solide (Dr E. E. Schneider à Newcastle) et cette étude peut donner de nombreux renseignements sur les forces d'échange [137].

Signalons enfin, que M. Kastler a montré tout l'intérêt qu'il y aurait à appliquer la méthode de résonance paramagnétique à l'étude du photomagnétisme (paramagnétisme des états excités d'un atome ou d'une molécule).

Bibliographie. — La bibliographie qui va suivre n'a pas la prétention d'être complète, surtout en ce qui concerne les références russes, difficiles à trouver, et quelques références anglaises reprises dans diverses publications.

Cette bibliographie est à jour jusqu'en mars-avril 1952.

La division analytique que nous avons faite est quelque peu arbitraire; les articles mentionnés sous les rubriques « étude générale », « aluns », et « structure hyperfine » comportent évidemment l'étude de certains ions : ces ions sont mentionnés entre parenthèse, mais les articles ne sont pas tous répétés dans les rubriques suivantes concernant les différents corps.

Les articles théoriques sont précédés d'un astérisque; leur sujet est brièvement indiqué.

(2) *C. R. Acad. Sc.*, 1951, **232**, 953.

Manuscrit reçu le 9 décembre 1952.

BIBLIOGRAPHIE.

Études générales de l'absorption paramagnétique.

[1] Anderson P. W. (Largeur des raies). — *Phys. Rev.*, 1951, **82**, 342.

[2] Arnold R. D. et Kip A. F. (Sels de cuivre). — *Phys. Rev.*, 1947, **73**, 1247.

[3] Arnold R. D. et Kip A. F. — *Phys. Rev.*, 1949, **75**, 1199.

[4]*Benzic R. J. et Cooke A. H. (Relaxation spin-réseau). — *Proc. Phys. Soc.*, A, 1950, **63**, 201.

[5] Bleaney B., Penrose R. P. et Plumpton B. I. (Appareillage et sels paramagnétiques): — *Proc. Roy. Soc.*, A, 1949, **198**, 406.

[6]*Brinkman J. A. et Kikuchi C. (Ion Cu^{++}). — *Phys. Rev.*, 1950, **79**, 226.

[7]*Carr E. F. et Kikuchi C. (Structure hyperfine pour Cu^{++}). — *Phys. Rev.*, 1950, **80**, 1107.

[8]*Carr E. F. et Kikuchi C. (Interaction noyau-électron). — *Phys. Rev.*, 1951, **82**, 342.

[9]*Cummerow R. L. et Halliday D. (Sels de Mn^{++}). — *Phys. Rev.*, 1946, **70**, 433.

[10] Cummerow R. L., Halliday D. et Moore G. E. (Appareillage et calculs; sels de Cu^{++}, Mn^{++}; alun de chrome). — *Phys. Rev.*, 1947, **72**, 1233.

[11]*Eisenstein J. (Relaxation spin-spin dans un système simple). — *Phys. Rev.*, 1952, **85**, 603.

[12]*Frenkel J. (Théorie de la résonance électronique). — *J. Phys. U. S. S. R.*, 1945, **9**, 299.

[13] Halliday D. et Wheatley J. (Solutions de sels de Mn^{++}). — *Phys. Rev.*, 1948, **74**, 1724.

[14] Halliday D., Wheatley J. et Van Vleck J. H. (Résonance d'un monocristal de SO_4Cu, $8H_2O$). — *Phys. Rev.*, 1948, **74**, 1211.

[15] Itoh J., Fujimoto M. et Ibamoto H. (Résonance de monocristaux de sels de Cu^{++}). — *Phys. Rev.*, 1951, **83**, 852.

[16] Kumagai H., Ono K. et Hayashi I. (Largeur de bande; interaction d'échange dans les sels de Mn^{++} et Fe^{3+}). — *Phys. Rev.*, 1952, **85**, 925.

[17] Kumagai H., Ono K., Hayashi I., Abe H., Shimaoa J., Shôno H. et Ibamoto H. (Relation entre les distances ioniques et les demi-largeurs de raies). — *Phys. Rev.*, 1951, **83**, 1077.

[18] Kumagai H., Ono K., Hayashi I., Abe H., Shôno H., Tachimori S., Ibamoto H. et Shimaoa J. (Résonance des sulfates de Mn^{++} et de Cu^{++}). — *Phys. Rev.*, 1951, **82**, 954.

[19] Lacroix R. et Extermann R. (Mesure de l'absorption et de la dispersion). — *Physica*, 1951, **17**, 427.

[20] Lacroix R., Ryter C. H. et Extermann C. R. (Utilisation d'un Té magique; courbe de résonance de $MnSO_4$, H_2O). — *Phys. Rev.*, 1950, **80**, 763.

[21] Lancaster F. W. et Gordy W. — *J. Chem. Phys.* 1951, **19**, 1181.

[22] Malvano R. et Panetti M. (Méthode d'observation des spectres de résonance magnétique). — *Phys. Rev.*, 1950, **78**, 826.

[23] Mann A. K. et Kush P. (Rapport gyromagnétique). — *Phys. Rev.*, 1950, **77**, 435.

[24] Pryce M. H. L. (Interaction spin-spin). — *Phys. Rev.*, 1950, **80**, 1107.

[25]*Pryce M. H. L. et Stevens K. W. H. (Théorie des largeurs de bande). — *Proc. Phys. Soc.*, A., 1950, **63**, 36.

[26] Ramasehan S. et Suryan G. (Paramagnétisme du molybdène trivalent). — *Phys. Rev.*, 1951, **84**, 593.

[27] Salikhov S. G. (Étude de Cr^{3+}, Mn^{++}, Cu^{++}). — *T.E.T. Phys. U.S.S.R.*, 1947, **17**, 1070.

[28] Slichter C. P. et Purcell E. M. (Temps de relaxation spin-réseau, par étude de l'effet de saturation). — *Phys. Rev.*, 1949, **76**, 466.

[29]*Townes C. H. et Turkevitch J. (Échange). — *Phys. Rev.*, 1950, **77**, 148.

[30]*Trees R. E. (Interaction spin-spin). — *Phys. Rev.*, 1951, **82**, 683.

[31]*Van Vleck J. H. (Théorie des largeurs de bande). — *Phys. Rev.*, 1947, **73**, 1249.

[32]*Van Vleck J. H. (Interaction d'échange. Élargissement des raies). — *Phys. Rev.*, 1948, **74**, 1168.
[33]*Van Vleck J. H. et Gorter C. J. (Interaction d'échange dans les sels de cuivre). — *Phys. Rev.*, 1947, **72**, 1128.
[34] Wheatley J. et Halliday D. (Résonance paramagnétique de $SO_4Cu, 5H_2O$). — *Phys. Rev.*, 1949, **75**, 1412.
[35] Whitmer C. A., Weidner R. T., Hsiang J. S. et Weiss P. R. (Article de base : Théorie de la résonance, appareillage, mesure de la susceptibilité dynamique. Résultats). — *Phys. Rev.*, 1948, **74**, 1478.
[36]*Wright A. (Largeur des lignes d'absorption en relaxation paramagnétique). — *Phys. Rev.*, 1949, **76**, 1826.
[37] Yu Ting, Weidler R. C. et Williams D. (Cr^{3+}, Cu^{++}, Mn^{++}). — *Phys. Rev.*, 1948, **74**, 1889.
[38] Yu Ting, Weidler R. C. et Williams D. (Mn^{++}, Cr^{3+}, Fe^{3+}). — *Phys. Rev.*, 1949, **75**, 980.
[39] Yu Ting, Weidler R. C. et Williams D. (Mn^{++}, Cu^{++}, Ni^{++}, Fe^{3+}, Cr^{3+}. — *Phys. Rev.*, 1950, **79**, 226.
[40] Zavoisky. — *J. Phys. U.S.S.R.*, 1945, **9**, 211, 247.
[41] Zavoisky. — *J. Phys. U.S.S.R.*, 1946, **10**, 170.
[42] Zavoisky. — *J. Phys. U.S.S.R.*, 1946, **10**, 197.

Aluns (*Structure fine. Anisotropie*).

[43] Bagguley D. M. S. et Griffiths T. H. E. — *Nature*, 1947, **160**, 532.
[44] Bagguley D. M. S. et Griffiths T. H. E. — *Nature*, 1948, **162**, 538.
[45] Bagguley D. M. S. et Griffiths T. H. E. — *Proc. Roy. Soc.*, A, 1950, **204**, 188.
[46] Bijl D. — *Thèse*, Leiden, 1950.
[47] Bijl D. — *Proc. Phys. Soc.*, A, 1950, **63**, 405.
[48] Bleaney B. — *Phys. Rev.*, 1949, **75**, 1962.
[49] Bleaney B. — *Proc. Roy. Soc.*, A, 1950, **204**, 203.
[50] Bleaney B. — *Proc. Phys. Soc.*, A, 1950, **63**, 407.
[51] Bleaney B. et Penrose. — *Proc. Phys. Soc.*, A, 1948, **60**, 395.
[52] Bleaney B. et Trenam R. S. — *Proc. Phys. Soc.*, A 1952, **65**, 560.
[53] Einsenstein J. — *Phys. Rev.*, 1951, **82**, 342.
[54] Halliday D. et Wheatley J. — *Phys. Rev.*, 1948, **74**, 1210.
[55] Halliday D. et Wheatley J. — *Phys. Rev.*, 1948, **74**, 1712.
[56]*Ishiguro E., Kenjiro et Usui T. (Temps de relaxation spin-réseau dans l'alun de chrome). — *Phys. Rev.*, 1951, **82**, 680.
[57] Kipp A. F., Malvano R. et Davis C. F. — *Phys. Rev.*, 1951, **82**, 342.
[58]*Kittel C. et Luttinger J. M. (Théorie de l'effet Stark). — *Phys. Rev.*, 1947, **73**, 162.
[59] Ubbink J., Poulis J. A. et Gorter C. J. — *Physica*, 1951, **17**, 213.
[60] Weidner R. T., Weiss P. R. et Whitmer C. A. — *Phys. Rev.*, 1948, **74**, 1211.
[61] Weidner R. T., Weiss P. R., Whitmer C. A. et Blosser D. R. — *Phys. Rev.*, 1949, **76**, 1727.
[62]*Weiss P. R. (Séparation des niveaux due à l'effet Stark). — *Phys. Rev.*, 1947, **73**, 470.
[63] Weiss P. R., Whitmer C. A., Turrey H. C. et Hsiang T. S. — *Phys. Rev.*, 1947, **72**, 975.
[64] Whitmer C. A. et Weidner R. T. — *Phys. Rev.*, 1951, **84**, 159.
[65] Whitmer C. A., Weidner R. T., Hsiang T. S. et Weiss P. R. — *Phys. Rev.*, 1948, **74**, 1478.
[66] Yager W. A., Merritt F. R., Holden A. N. et Kittel C. — *Phys. Rev.*, 1949, **75**, 1630.

Structure hyperfine (principales références).

[67]*Abragam A. et Pryce M. H. L. (Théorie). — *Proc. Roy. Soc.*, A, 1951, **205**, 135.
[68] Altschuler J. A., Kozyrev B. M. et Salikhov S. G. — *C. R. Acad. Sc. U.R.S.S.*, 1950, **71**, 855-857.
[69] Bleaney B. — *Physica*, 1951, **17**, 175.
[70]*Bleaney B. (Théorie). — *Phil. Mag.*, 1951, **42**, 441.
[71] Penrose R. P. — *Nature*, 1949, **169**, 992.

Groupe du fer.

[72]*Abragam A. (Théorie). — *Phys. Rev.*, 1950, **79**, 534.
[73]*Abragam A. (Théorie). — *Physica*, 1951, **17**, 209.
[74]*Bagguley D. M. S., Bleaney B., Griffiths T. H. E., Penrose R. P. et Plumpton B. I. (Théorie de la résonance). — *Proc. Phys. Soc.*, 1948, **61**, 542.
[75] Bagguley D. M. S., Bleaney B., Griffitiths T. H. E., Penrose R. P. et Plumpton B. I. — *Proc. Phys. Soc.*, 1948, **61**, 551.

Fe^{3+}.

[76] Bijl D. — *Thèse*, Leiden, 1950.
[77] Ubbink, Poulis J. A. et Gorter C. J. — *Physica*, 1951, **17**, 213.
[78] Weidner, Weiss, Whitmer, Blosser. — *Phys. Rev.*, 1949, **76**, 1727.

Mn^{++}.

[79] Bleaney B. et Ingram D. J. E. — *Proc. Roy. Soc.*, A, 1951, **205**, 335.
[80] England T. S. et Schneider E. E. — *Nature*, 1950, **166**, 437.
[81] England T. S. et Schneider E. E. — *Physica*, 1951, **17**, 221.
[82] Ryan A. H. — *Phys. Rev.*, 1950, **79**, 226.

Cr^{3+}.

[83] Bleaney B. et Bowers K. D. — *Proc. Phys. Soc.*, 1951, **64**, 1135.
[84] Kozyrev B. M. et Salikhov S. G. — *J. E. T. Phys. U.R.S.S.*, 1949, **19**, 185.

V^{++}.

[85] Bleaney B., Ingram D. J. E. et Scovil H. E. D. — *Proc. Phys. Soc.*, 1951, **74**, 601.

Ni^{++}.

[86] Griffiths J. H. E. et Owen J. — *Proc. Phys. Soc.*, 1951, **64**, 583.
[87] Griffiths J. H. E. et Owen J. — *Proc. Roy. Soc.*, 1952, **213**, 459.
[88] Holden, Kittel et Yager. — *Phys. Rev.*, 1949, **75**, 1443.
[89]*Ishiguro E., Kambe K. et Usui T. (Interaction d'échange). — *Physica*, 1951, **17**, 310.
[90] Ollom J. E. et Van Vleck J. H. — *Physica*, 1951, **17**, 205.
[91] Penrose R. P. et Stevens K. W. H. — *Proc. Phys. Soc.*, 1950, **63**, 29.
[92] Penrose R. P. et Stevens K. W. H. — *Proc. Phys. Soc.*, 1950, **63**, 213.

Cu^{++}.

[93]*Abragam A. et Pryce M. H. L. — *Nature*, 1949, **163**, 222.
[94]*Abragam A. et Pryce M. H. L. — *Proc. Phys. Soc.* 1950, **63**, 409.
[95]*Abragam A. et Pryce M. H. L. — *Proc. Roy. Soc.*, 1951, **206**, 164.
[96] Bleaney B. et Bowers K. D. — *Phil. Mag.*, 1952, **43**, 372.
[97] Bleaney B., Bowers K. D. et Ingram D. J. E. — *Proc. Phys. Soc.*, A, 1951, **64**, 758.
[98] Bleaney B. et Ingram D. J. E. — *Proc. Phys. Soc.*, 1950, **63**, 408.
[99] Fujimoto M. et Itoh J. — *Physica*, 1951, **17**, 266.
[100] Ingram D. J. E. — *Proc. Phys. Soc.*, 1949, **62**, 664.
[101] Penrose R. P. — *Nature*, 1949, **163**, 992.
[102] Penrose R. P. — *Nature*, 1949, **164**, 116.
[103]*Pryce M. H. L. et Abragam A. — *Proc. Phys. Soc.*, 1950, **63**, 411.

Ti^{3+}.

[104] Bijl D. — *Proc. Phys. Soc.*, 1950, **63**, 405.
[105] Bleaney B. — *Proc. Phys. Soc.*, 1950, **63**, 407.

Fe^{++}.

[106] Bagguley D. M. S., Bleaney B., Griffiths J. H. E., Penrose R. P. et Plumpton B. I. — *Proc. Phys. Soc.*, 1948, **61**, 551.

Co^{++}.

[107]*Abragam A. et Pryce M. H. L. — *Proc. Roy. Soc.*, 1951, **206**, 173.
[108] Bleaney B. et Ingram D. J. E. — *Nature*, 1949, **164**, 116.
[109] Bleaney B. et Ingram D. J. E. — *Proc. Roy. Soc.*, 1951, **208**, 143.
[110] Pryce M. H. L. — *Nature*, 1949, **164**, 117.

Terres rares.

[111] Altschuler S. A., Kurenev V. J. et Salikhov S. G. — *C. R. Acad. Sc. U.R.S.S*, 1950, **70**, 201-204.
[112] Bagguley, D. M. S., Bleaney B., Griffiths, J. H. E., Penrose R. P. et Plumpton B. I. — *Proc. Phys. Soc.*, 1948, **61**, 542 et 551.
[113] Bleaney B., Elliott R. J. et Scovil H. E. D. — *Proc. Phys. Soc.*, 1951, **63**, 933.
[114] Bleaney B. et Ingram J. E. — *Nature*, 1949, **164**, 116.
[115] Bleaney B. et Scovil H. E. D. — *Proc. Phys. Soc.*, A, 1950, **63**, 1369.
[116] Bleaney B. et Scovil H. E. D. — *Proc. Phys. Soc.*, A, 1951, **64**, 204.
[117] Bleaney B., Elliott R. J., Scovil H. E. D. et Trenam R. S. — *Phil. Mag.*, 1951, **42**, 1062.
[118] Bogle G. S., Cooke A. H. et Whitley S. — *Proc. Phys. Soc.*, A, 1951, **64**, 931.
[119] Bogle G. S. et Scovil H. E. D. — *Proc. Phys. Soc.*, A, 1952, **65**, 368.
[120]*Elliott R. J. et Stevens K. W. H. — *Proc. Phys. Soc.*, A, 1951, **64**, 205.
[121]*Elliott R. J. et Stevens K. W. H. — *Proc. Phys. Soc.*, A, 1952, **65**, 370.
[122] Kozyrev B. M. — *C. R. Acad. Sc. U.R.S.S.*, 1948, **50**, 567-568.

Solutions d'ions paramagnétiques.

[123] England T. S. et Schneider E. E. — *Physica*, 1951, **17**, 221.
[124] Halliday D. et Wheatley J. — *Phys. Rev.*, 1948, **74**, 1210.
[125] Halliday D. et Wheatley J. — *Phys. Rev.*, 1948, **74**, 1724.
[126] Tinkham M., Weinstein R. et Kip A. F. — *Phys. Rev.*, 1951, **84**, 848.
[127] Zavoisky E. — *J. Phys. U.S.S.R.*, 1945, **9**, 211.

Dilutions magnétiques (sulfures activés).

[128] England T. S. et Schneider E. E. — *Nature*, 1950, **166**, 437.
[129] England T. S. et E. Schneider E. — *Physica*, 1951, **17**, 221.

Solutions de métaux alcalins.

[130] Garstens M. A. et Ryan A. H. — *Phys. Rev.*, 1951, **81**, 888.
[131] Hutchison C. A. et Pastor R. C. — *Phys. Rev.*, 1951, **81**, 282.
[132] Levinthal E. C., Rogers E. H. et Ogg R. A. — *Phys. Rev.*, 1951, **83**, 182.

Radicaux organiques paramagnétiques.

[133] Cohen V. W., Kikuchi C. et Turkevich J. — *Phys. Rev.*, 1952, **85**, 379.
[134] Holden A. N., Kittel C., Merritt F. R. et Yager W. A. — *Phys. Rev.*, 1949, **75**, 1614.
[135] Holden A. N., Kittel C., Merritt F. R. et Yager W. A. — *Phys. Rev.*, 1950, **77**, 147.
[136] Pake G. E., Townsend J. et S. I. Weissman [Ion $(SO_3)_2$ NO−−]. — *Phys. Rev.*, 1952, **85**, 682.
[137] Schneider E. E. (Pas encore publié).
[138] Townes C. H. et Turkevich J. — *Phys. Rev.*, 1950, **77**, 148.

Centres colorés.

[139] England T. S. et Schneider E. E. — *Physica*, 1951, **17**, 221.
[140] Hutchison C. A. — *Phys. Rev.*, 1949, **75**, 1769.
[141] Schneider E. E. (Effet des rayons X sur des corps plastiques). — *Nature*, 1951, **168**, 644.
[142] Tinkham M. et Kip A. F. — *Phys. Rev.*, 1951, **83**, 657.

Résonance électronique des gaz.

[143] Beringer R. et Castle J. G. — *Phys. Rev.*, 1950, **78**, 340.
[144] Beringer R. et Castle J. G. — *Phys. Rev.*, 1950, **78**, 581.
[145] Beringer R. et Castle J. G. (Paramagnétisme de NO). — *Phys. Rev.*, 1949, **75**, 1963.
[146] Beringer R. et Castle J. G. — (Paramagnétisme de O_2). — *Phys. Rev.*, 1951, **81**, 82.
[147]*Henry A. F. (Effet Zeeman dans l'oxygène). — *Phys. Rev.*, 1950, **80**, 396.
[148]*Karnaugh M. et Margenau H. (Étude de $N_{15}O_{16}$). — *Phys. Rev.*, 1951, **82**, 342.
[149] Margenau H. et Henry A. (Étude de NO). — *Phys. Rev.*, 1950, **78**, 587.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM. TOME 14, FÉVRIER 1953, PAGE 111.

INTERACTION DES NUCLEONS DE QUELQUES CENTAINES DE MÉGAÉLECTRONVOLTS AVEC LES NUCLÉONS ET LES NOYAUX

Par J. HEIDMANN,
Chargé de recherches au C. N. R. S.
Laboratoire de Physique de l'École Polytechnique.

Sommaire. — Il est donné ici un résumé des résultats récents obtenus dans l'étude de l'interaction des nucléons avec nucléons et noyaux atomiques aux énergies accessibles actuellement aux grandes machines accélératrices. La première partie traite de l'interaction nucléon-nucléon, la deuxième de l'interaction nucléon-noyau; les phénomènes mésoniques ne sont pas étudiés dans cet article. L'allure générale des phénomènes est dégagée des faits expérimentaux. Parallèlement, les interprétations et implications théoriques sont exposées sous forme intuitive.

I. — Introduction.

Ces dernières années, la mise en fonctionnement de gros accélérateurs (Berkeley, Columbia, Rochester, Chicago, etc.) a permis l'étude expérimentale de l'interaction des nucléons avec nucléons et noyaux dans une bande d'énergie de l'ordre de la centaine de mégaélectronvolts : 100 à 500 MeV.

Nous donnons ici les caractéristiques essentielles de cette interaction, en excluant cependant les phénomènes mésoniques (création de mésons π, etc.). Au cours de l'exposé nous donnons, sous forme *intuitive*, quelques indications d'aspect théorique pour la compréhension des faits expérimentaux.

Abréviations. — Les références sont presque toutes relatives à *Physical Review*. Elles sont données sous forme abrégée, par exemple [80.642], les deux premiers chiffres indiquant le volume, les derniers la page (pour fixer les idées le volume 81 est paru au premier trimestre 1951).

Le signe E.E sur une figure indique que cette figure est à l'échelle.

Nu, nucléon; N, neutron; P, proton; $\mathcal{N}$, noyau; Nu/Nu, nucléon sur nucléon (à propos d'interaction, diffusion, etc.).

L'indice CM indique qu'une quantité est mesurée dans le système du centre des masses, lab dans le système du laboratoire. Sauf mention contraire, le système de référence utilisé est celui du centre des masses. $a \to b$, a se change en b.

II. — Interaction nucléon/nucléon.

1. Rappel. — L'interprétation des résultats expérimentaux de diffusion de nucléons requiert quelques rappels de théorie. Lorsqu'un nucléon est envoyé sur un centre diffuseur, qui dans ce paragraphe est un autre nucléon, on représente son mouvement par une onde plane e^{ikr}, où r est la position du Nu incident par rapport au CM et k son vecteur propagation. On a

$$k = \frac{1}{\frac{\lambda}{2\pi}} \qquad (\lambda = \text{longueur d'onde associée}),$$

$$k = \sqrt{\frac{2ME}{\hbar^2}} \qquad \begin{pmatrix} E = \text{énergie de la particule} \\ M = \text{masse} \quad » \end{pmatrix}.$$

Pour un Nu, on a

$$E_{\text{MeV}} = 20,74\, k^2_{10^{13}},$$

où E est en mégaélectronvolts et k en 10^{13} cm^{-1}.

Pour la diffusion Nu/Nu, le $\frac{\lambda}{2\pi}$, dans le système du CM, est

$$\frac{\lambda}{2\pi}(\text{CM}) = \sqrt{\frac{83}{E_{\text{labMeV}}}} \cdot 10^{-13}\,\text{cm},$$

puisque

$$E_{\text{CM}} = \frac{1}{4} E_{\text{lab}}.$$

La formule de Rayleigh permet de décomposer

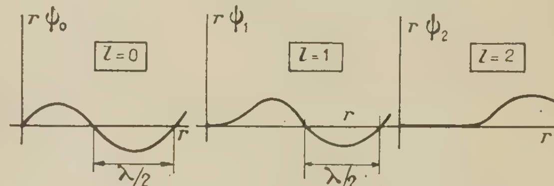


Fig. 1.

cette onde plane en ondes sphériques de différents moments angulaires l

$$e^{ikr} = \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) i^l \underbrace{j_l(kr)}_{\text{Fonct. de Bessel sphér.}} \underbrace{P_l(\cos\theta)}_{\text{Polyn. de Legendre}}.$$

Les ondes partielles $\psi_l = j_l P_l$ ont en gros la dépendance en r suivante :

Asymptotiquement : $r\psi_l \sim$ sinusoïde de longueur d'onde λ;

A l'origine : $r\psi_l \sim r^{l+1}$.

Donc $|\psi_l|^2$ (probabilité de présence du Nu incident) sera maximum pour $r \sim 0$ si $l = 0$, $r \sim \frac{\lambda}{2\pi}$ pour $l = 1$, $r \sim 2\frac{\lambda}{2\pi}$ pour $l = 2$, etc.; la formule de Rayleigh permet ainsi de décomposer le flux incident

en particules tombant dans des couronnes distantes de la cible de

$$\sim 0\,\frac{\lambda}{2\pi}, \quad \sim 1\,\frac{\lambda}{2\pi}, \quad \sim 2\,\frac{\lambda}{2\pi}, \quad \sim 3\,\frac{\lambda}{2\pi}, \quad \ldots,$$

correspondant à des moments angulaires

$(mv) \times$ paramètre d'impact $= 0, \quad \hbar, \quad 2\hbar, \quad 3\hbar, \quad \ldots$

(ondes partielles S, P, D, F, ...).

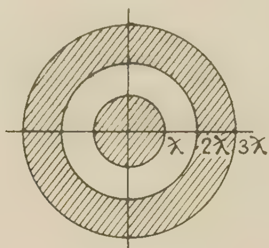


Fig. 2.

A. Formules des ondes partielles. — *a. Section efficace totale.* — La formule des ondes partielles donne la section efficace de diffusion de la particule incidente par le centre diffuseur sous l'action du potentiel que celui-ci exerce

$$\sigma = \sum_{l=0}^{\infty} \underbrace{2\pi\left(l+\frac{1}{2}\right)\left(\frac{\lambda}{2\pi}\right)^2}_{\text{Surface de la couronne } l} \times \underbrace{(\text{effet du potentiel sur l'onde } l)}_{= 4\sin^2\delta_l \;\;(\delta_l:\ \text{phase})}$$

$$= 4\pi\left(\frac{\lambda}{2\pi}\right)^2 \sum (2l+1)\sin^2\delta_l.$$

Phase. — Dans les calculs, l'effet du potentiel

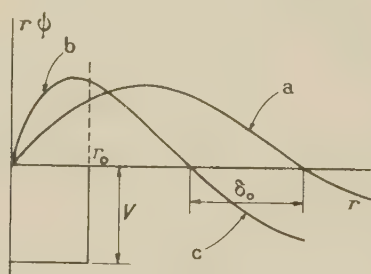


Fig. 3.

s'introduit sous la forme de phases δ_l. L'interprétation physique des phases est aisée; prenons l'exemple d'un potentiel carré attractif de profondeur V et de portée r_0. Considérons successivement les ondes partielles *S*, *P*, ...

Courbe *a*, *fig.* 3 : onde *S* ($l = 0$) sans effet du potentiel, de longueur d'onde λ correspondant à l'énergie *E* du nucléon incident.

S'il y a potentiel, pour $r < r_0$, $E \to E + V$, donc λ diminue (courbe *b*); pour $r > r_0$, $V = 0$, donc λ reprend la même valeur (courbe *c*). *V* a eu pour effet de déphaser *a* de δ_0 $\left(\text{plus exactement de } \delta_0 \frac{\lambda}{2\pi}\right)$ (négativement pour potentiel attractif).

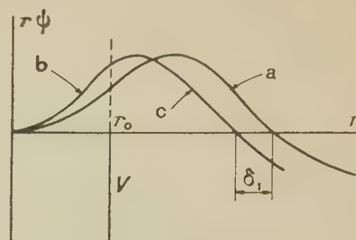


Fig. 4.

Pour l'onde *P* ($l = 1$), le même potentiel agira moins, d'autant moins que $\frac{\lambda}{2\pi}$ (distance où ψ_1 est maximum) est grand par rapport à r_0 (portée du potentiel).

Pour ondes $l > 1$, l'effet est encore moindre.

En pratique, le potentiel n'agira que sur les ondes partielles l telles que $l\,\frac{\lambda}{2\pi} < r_0$.

b. Section efficace différentielle. — La formule est

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{4k^2}\left|\sum_{l=0}^{\infty}(2l+1)(e^{2i\delta_l}-1)P_l(\cos\theta)\right|^2,$$

où θ est l'angle de diffusion.

Rappelons l'allure des P_l $(\cos\theta)$ (*fig.* 5) (*voir* Jahnke et Emde, *Tables of Functions*, *fig.* 65).

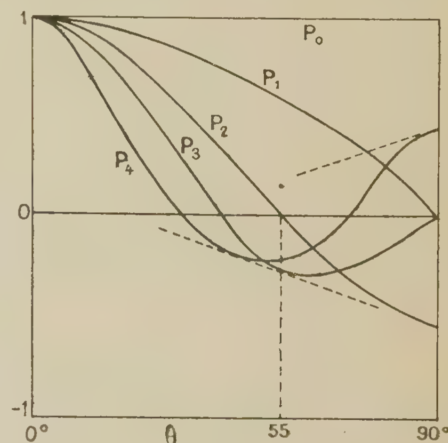


Fig. 5.

Pour Nu/Nu, avec $E_{\text{lab}} < \sim 10$ MeV, seul $l = 0$ est important, donc $\frac{d\sigma}{d\Omega} \propto P_0^2 =$ const. (diffusion isotrope).

B. Approximation de Born. — Pour *E* grand, beaucoup de *l* interviennent et leurs effets se fondent dans une autre formule, celle de l'approximation de

Born. On ne considère plus ici d'ondes partielles l, mais une onde initiale et une onde finale. On a

$$\text{amplitude diffusée} = \frac{-1}{4\pi} \int \psi_f^* H' \psi_i,$$

(où ψ_f est l'onde finale, H', la perturbation et ψ_i l'onde initiale) et

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |\text{ampl. diff.}|^2$$

Pour Nu/Nu

$$H' = V, \qquad \psi_f^* \psi_i = e^{iKr}$$

$\left(K = \text{changement de vecteur propagation } 2k \sin\frac{\theta}{2}\right)$, en écrivant que ψ_i et ψ_f sont des ondes planes, donc l'amplitude est proportionnelle à la composante K de la transformée de Fourier de V. D'où l'importance de $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ pour la connaissance de V.

Rappelons que la T. F. d'une fonction de Gauss de demi-largeur R_0 cm est une fonction de Gauss de demi-largeur $K_0 \text{ cm}^{-1} = \frac{1}{R_0}$ (relations d'incertitude).

La T. F. d'un potentiel usuel (carré, gaussien, exponentiel, de Yukawa) de portée r_0 sera une fonction décroissante de K petite pour $K > \sim \frac{1}{r_0}$, grande pour $K < \sim \frac{1}{r_0}$.

Pour des forces sans échange $\left(K = 2k \sin\frac{\theta}{2}\right)$, on a alors pour $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ lorsque $E \sim 100$ à 500 MeV (*fig.* 6) :

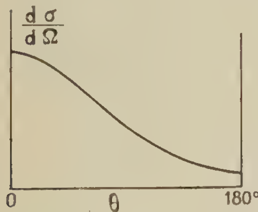
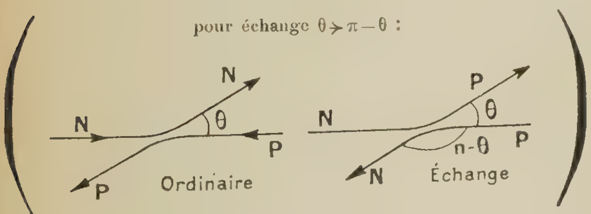


Fig. 6.

Pour des forces d'échange $\left(K = 2k \sin\frac{\pi - \theta}{2}\right)$



on a pour $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ les valeurs indiquées sur la figure 7.

Expérimentalement (pour N/P), on a le cas de la figure 8.

D'où nécessité d'introduire des *forces d'échange*; on peut les introduire dans le potentiel V en l'écrivant :

$$V = (a + bP_x) \times \text{potentiel usuel},$$

a et b étant deux constantes telles que $a + b = 1$, P_x = opérateur échangeant les coordonnées des deux particules, c'est-à-dire $r \to -r$.

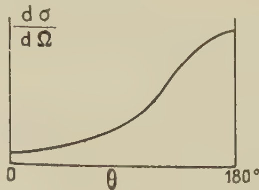


Fig. 7.

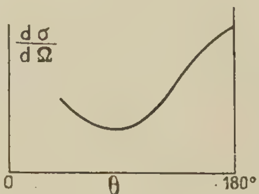


Fig. 8.

C. Potentiel Nu/Nu. — Essentiellement, il y interviendra des forces centrales et des forces non centrales, chacunes dotées d'une dépendance radiale et d'un pourcentage de forces d'échanges.

Les forces centrales dépendent de l'état singlet ou triplet des spins σ_1 et σ_2 des deux nucléons; on les écrit souvent $(1 - g + g\,\sigma_1.\sigma_2)$ ($\sigma_1.\sigma_2 = 1$ pour triplet, -3 pour singlet; g, paramètre).

Les forces non centrales (introduites pour interpréter le quadrupôle de H^2), dites forces-tenseur, sont analogues à l'interaction de deux dipôles et s'écrivent

$$S = \sigma_1.n\,\sigma_2.n - \sigma_1.\sigma_2$$

(n, vecteur unitaire sur la ligne joignant les deux Nu).

Les dépendances radiales sont à courte portée : carrée, exponentielle, gaussienne, de Yukawa; par exemple, celle-ci s'écrit $\frac{e^{-\mu r}}{\mu r}$. Le pourcentage d'échange s'écrit : $a + bP_x$.

Par exemple, le potentiel de Serber [75.351] :

$$V = \underset{\substack{\uparrow \\ \text{ordin.}}}{\frac{1 + \underset{\substack{\uparrow \\ \text{échange}}}{P_x}}{2}} \Big(\underbrace{1 - g + g\,\sigma_1.\sigma_2}_{\text{centrales}} + \underbrace{\gamma S}_{\text{non-centr.}} \Big) \underset{\substack{\uparrow \\ \text{Yukawa}}}{\frac{e^{-\mu r}}{\mu r}} \underset{\substack{\uparrow \\ \text{intensité}}}{V_0}.$$

2. **Faits expérimentaux**. — A. Interaction N/P. — *a. Section totale* (c'est-à-dire intégrée sur les angles).

σ décroît à peu près en $\frac{1}{E}$ pour

$$40 < E < 150 \text{ MeV},$$

puis présente un plateau d'environ 50 mb ($1 \text{ mb} = 10^{-27} \text{ cm}^2$) pour $E > 150$ MeV (voir *fig.* 9) [81.923]; E est l'énergie du N indicent dans le système du laboratoire.

b. Section différentielle. — $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ a une forme en V très prononcée, à peu près symétrique autour de $\theta = 90°$ (un peu décalé à gauche cependant).

Sur la figure 10 [79.98], voici $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ pour N incidents

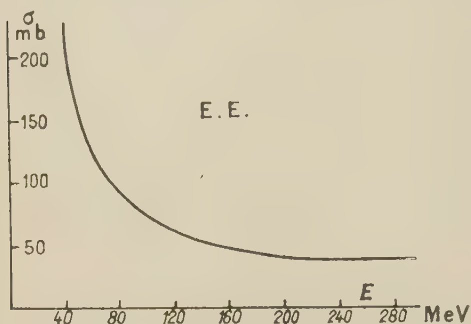


Fig. 9.

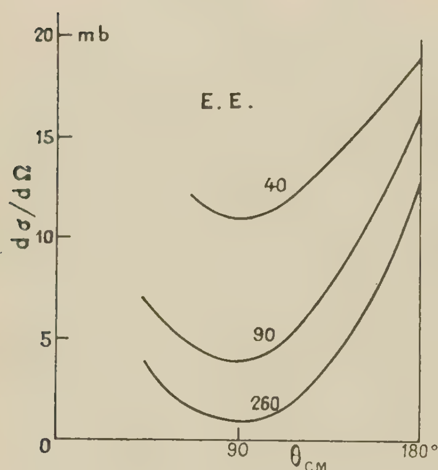


Fig. 10.

de 40, 90 et 260 MeV (θ est mesuré dans le centre de masse).

Dans la table I, nous donnons les références, l'intervalle d'angle où les mesures sont faites (aucune pour θ_{CM} petit !), la section au minimum et la section à 180°, et la méthode expérimentale (cr, compteurs; cw, chambre Wilson).

TABLEAU I.

E_{MeV}.	Référence.	θ_{CM}(°).	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$ (mb). min.	max.	Methode.
40...	[75.351]	60–180	11	19	cr
90...	[75.351] [75.555]	35–180	4	16	cr cw
260...	[79.96]	35–180	1	12	cr
220...	A paraître, par Guernsey	75–180	1,2	13	cr

B. INTERACTION P/P. — *a. Section différentielle.* — Le fait remarquable est que $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ est constant en fonction de θ_{CM} (diffusion isotrope), sauf pour θ petit où la diffusion Coulomb intervient $\left[\text{rappelons que } \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Cb}\right.$ est proportionnel à $\left.\frac{1}{E^2 \sin^4 \frac{\theta}{2}}\right]$. Ce n'est qu'à faible énergie (30 MeV) que $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ varie un peu avec θ (léger maximum à 90°). Noter que $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ est symétrique autour de $\theta_{CM} = 90°$, puisque les P sont indiscernables.

TABLE II.

E_{MeV}.	Référence.	θ_{CM} (°).	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$ (mb).	Méthode.	θ_{Cb} (°).
30.....	[79.57]	25–90	13–16	Plaques	20
32.....	[79.71]	25–100	13–15	cr prop.	20
100.....	[80.490]	40–100	5,5	cr	–
120.....	[83.923]	60–90	~4	cr	20
160.....	»	60–90	~4	»	–
250.....	»	50–90	~4	»	–
345.....	»	11–90	3,6*	»	10
340.....	[79.81]	40–90	~5	cr	–
240.....	[85.416]	30–90	5	cr	–
240.....	[85.1024]	8–90	4,5	Plaques	10

* Valeur trop faible d'environ 30 pour 100.

θ_{Cb} est l'angle au-dessus duquel la diffusion Coulomb est négligeable.

Sur la figure 11, on donne $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ à 240 MeV, avec indication des points expérimentaux pour indiquer la précision (~ 10 pour 100 dans toutes ces expériences).

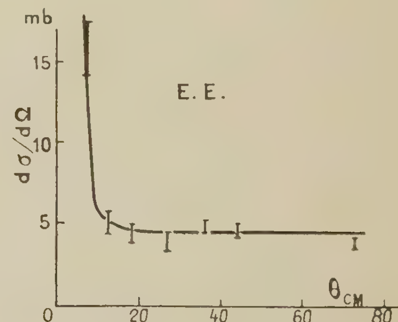


Fig. 11.

b. Section totale. — Excluant l'effet coulombien, on a

$$\sigma = 4\pi \frac{d\sigma}{d\Omega},$$

puisque $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ est constant.

On a

$$\sigma \sim 50 - 60 \text{ mb} \qquad \text{pour} \quad E > 150 \text{ MeV}.$$

Comme dans le cas N/P, on a un plateau, ayant à peu près la même valeur.

3. Interprétations. — La grande valeur de $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ pour N/P à $\theta_{CM} = 180°$ amène l'introduction de forces d'échange (déjà vu); et son allure symétrique par rapport à $\theta_{CM} = 90°$ conduit à 50 pour 100 de forces ordinaires et 50 pour 100 de forces d'échange environ; d'où un facteur $\frac{1 + P_x}{2}$ dans le potentiel N/P; cela signifie que l'interaction est nulle dans les états impairs, puisqu'alors $P_x = -1$ (l impair) (seuls des polynomes de Legendre symétriques par rapport à $\theta = 90°$ interviennent; voir *fig.* 5).

Pour P/P, la diffusion est isotrope. Cela ne peut s'expliquer en supposant que seule l'onde S intervient; s'il en était ainsi, on aurait

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{\lambda}{2\pi}\right)^2 \sin^2\delta_0 < \left(\frac{\lambda}{2\pi}\right)^2 = 2,5 \text{ mb à } 350 \text{ MeV},$$

alors que la valeur expérimentale est 4,5 mb.

A. Potentiel N/P. — L'analyse des faits expérimentaux pour en déduire le potentiel N/P a été faite par Christian et Hart [77.441] : si on analyse brutalement (c'est-à-dire sans tenir compte de la possibilité de différences d'interaction dans les états singlets et triplets, ni des forces tenseur) $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ expérimental à 90 MeV en polynomes de Legendre, on trouve pour les phases

$$\delta_0 \cong 50°, \qquad \delta_1 \cong 1°, \qquad \delta_2 \cong 5°,$$

ce qui montre que l'onde S rend compte de 90 pour 100 de la section totale σ ($\sin\delta_0 \gg$ autres $\sin\delta$), que l'onde P intervient très peu (peu d'interaction dans l'état $l = 1$) que l'onde D intervient plus et, par son interférence avec l'onde S (terme P_0P_2 dans la formule des ondes partielles) rend compte de la forme en U.

Une analyse plus détaillée montre que :

La proportion de forces d'échanges est 55 ± 5 pour 100 $\left(\text{léger décalage à gauche de } \frac{d\sigma}{d\Omega}\right)$.

La forme du potentiel est à longue queue, c'est-à-dire que le puits de potentiel carré ou gaussien est exclu au profit du potentiel exponentiel ou du potentiel de Yukawa (cela afin qu'à 40 MeV le potentiel agisse encore suffisamment sur l'onde D pour rendre compte de la forme en U de $\frac{d\sigma}{d\Omega}$).

La forme en V, plutôt qu'en U, de $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ requiert l'introduction de forces tenseur; en effet, la principale contribution des F. T. viendra (formule des ondes partielles) de leur interférence avec le terme S, donc sera proportionnel au transformé de Fourier du terme F. T.

$$A = \int \sigma_1.n\,\sigma_2.n\,V_{F.T.}(r)\,e^{iKr}\,dr = \sigma_1.K\,\sigma_2.K\,L(K) \propto K^2\,L(K),$$

où $L(K)$ est le T. F. de $V_{F.T.}$ et $K = 2k\sin\frac{\theta}{2}$.

Si R est la portée du potentiel $V_{F.T.}$, A passera par un maximum pour $K \sim \frac{1}{R}$ (*fig.* 12).

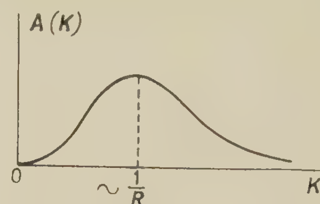


Fig. 12.

A 90 MeV, avec $R \sim 2.10^{-13}$ cm, cela correspond à un θ_{CM} d'environ 40°. Avec 50 pour 100 de forces d'échange, la contribution des F. T. à $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ à 90 MeV aura donc l'aspect ci-contre (*fig.* 13) et lui redonna une forme en V plutôt qu'en U.

Quant à la détermination des portées « effectives » (pour le sens exact de ce mot, *voir* [76.38]) des potentiels, les expériences à haute énergie donnent peu d'informations nouvelles :

Singlet,

$$r > 2.10^{-13} \text{ cm};$$

Triplet,

$$r \sim 1,5 \pm 0,2.10^{-13} \text{ cm};$$

Tenseur,

$$r = 1 \text{ à } 2.10^{-13} \text{ cm}.$$

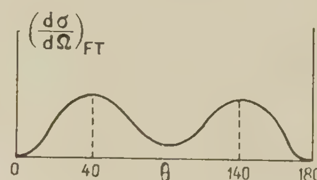


Fig. 13.

B. Potentiel P/P. — Trois essais ont été faits pour rendre compte de l'isotropie de la diffusion P/P. L'un ajoute au potentiel d'interaction un terme spin-orbite ([80.203]; suivant une remarque des auteurs, ces calculs sont invalidés par une errreur numérique); l'autre introduit arbitrairement un terme *ad hoc* de forces-tenseur pour P/P seulement [79.85]; le dernier fait intervenir un centre répulsif [81.165] et semble le plus intéressant. Nous en rendons compte :

Puisque l'isotropie de la diffusion P/P ne peut s'interpréter par diffusion S seule, une autre idée naturelle se présente, celle de la diffusion par une sphère rigide de rayon R_0 (caractérisée par un potentiel répulsif infini pour $r < R_0$, nul pour $r > R_0$); si $\left(\frac{\lambda}{2\pi}\right) \ll R_0$, la diffusion sera isotrope (cas classique) Bien sûr, par les données expérimentales à basse énergie qui explorent le potentiel P/P dans la région $r \gtrsim 1.10^{-13}$ cm, on sait déjà qu'il faut $R_0 \gtrsim 1.10^{-13}$ cm; alors on n'a pas $\left(\frac{\lambda}{2\pi}\right)_{340\text{MeV}} \ll R_0$;

malgré cela, l'introduction d'un centre répulsif favorise l'isotropie.

Il faut essayer de garder le principe de l'indépendance par rapport à la charge des forces nucléaires,

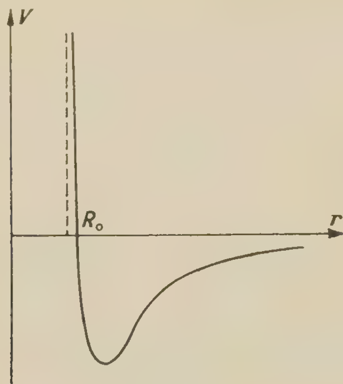


Fig. 14.

vérifié aux faibles énergies, selon lequel dans un même état orbital et de spin, l'interaction N/P est la même que l'interaction P/P (et N/N). Il faut donc introduire un potentiel répulsif qui, automatiquement, agisse pour P/P, mais pas (ou presque) pour N/P, ce qui est possible de par l'intervention du principe d'exclusion : pour N/P, tous les états ${}^1S$, ${}^3S$, ${}^1P$, ${}^3P$, ${}^1D$, ${}^3D$, ... sont permis; tandis que pour P/P, seuls les états antisymétriques sont permis : ${}^1S$, ${}^3P$, ${}^1D$, ...; il *suffit* alors d'introduire un potentiel répulsif dans l'état singlet S : pour P/P, l'effet sera 100 pour 100; pour N/P, l'effet sera réduit par l'état ${}^3S$.

Le potentiel singlet sera comme ci-contre (*fig.* 14) : répulsif pour $r < R_0$, attractif pour $r > R_0$ ($R_0 \sim 0{,}6 . 10^{-13}$ cm). Pour comprendre l'effet de ce potentiel, schématisons :

Le potentiel est représenté par les hachures (*fig.* 15)

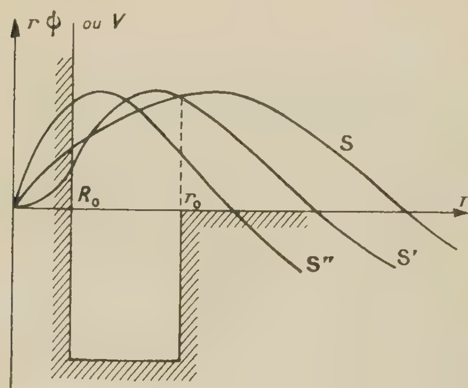


Fig. 15.

S est l'onde S sans potentiel; le potentiel la transforme en S' (pour $r < R_0$, $E - V$ est négatif, donc ψ est une exponentielle croissante); S'' est celle que l'on aurait si au potentiel attractif on n'avait pas ajouté le centre répulsif; on voit que ce centre redécale S'' vers la droite d'environ R_0 (kR_0 en radians, pour la phase).

Pour l'onde D, l'action du centre sera négligeable, car $r\psi_D$ part tangentiellement à l'origine (pour l'onde P, l'état est triplet, donc pas de centre répulsif).

On voit donc que l'effet du centre sera d'accroître la phase négative δ_0 que l'on aurait sans lui, et d'autant plus que k est plus grand. Vers $E \sim 150$ MeV, δ_0, de négative deviendra positive (avec $R_0 \sim 0{,}6 . 10^{-13}$ cm);

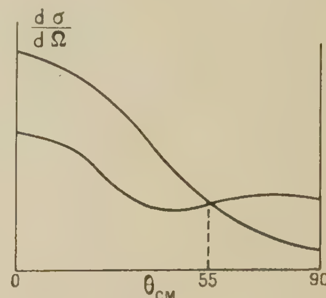


Fig. 16.

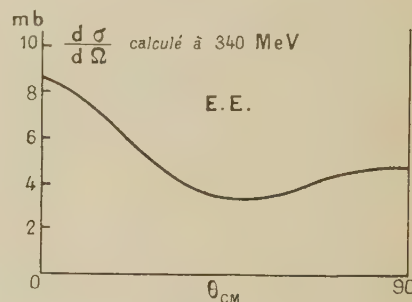


Fig. 17.

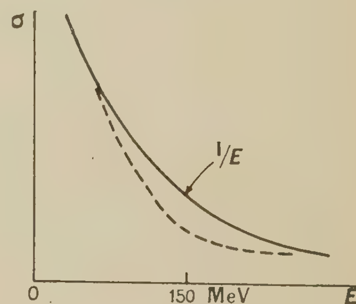


Fig. 18.

donc le terme d'interférence S—D ($\sin\delta_0 \sin\delta_2\, P_0 P_2$ dans la formule des ondes partielles) deviendra positif (pour $\theta_{CM} \sim 90°$) lorsque $E > 150$ MeV. Le $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ fortement décroissant (de 0 à 90°) que donnerait un potentiel purement attractif (*voir* p. 113) sera alors transformé en une courbe plus plate (*fig.* 16). Le creux vers $\theta_{CM} \sim 45°$ sera comblé par les forces-tenseur (*voir* p. 115) pour obtenir en définitive un $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ à peu près plat (*fig.* 17 pour le cas de P de 340 MeV). L'accord n'est pas tout à fait satisfaisant, mais la tendance est bonne. Noter que des corrections de relativité peuvent atteindre 10 à 20 pour 100 et que

des termes non statiques (comme spin-orbite) peuvent entrer dans le potentiel Nu/Nu.

Comme $\delta_0 = 0$ à ~ 150 MeV, la contribution singlette à la section totale σ passera par un minimum. On a vu page 112 que σ est $\propto \left(\frac{\lambda}{2\pi}\right)^2 \propto \frac{1}{E}$; donc, toutes choses égales d'ailleurs, ce minimum dans σ singlette contribue à expliquer le plateau observé dans σ pour $E > 150$ MeV (*fig.* 18).

III. — Interaction nucléon/noyau.

L'information peut se classer, par détail croissant,

$$\sigma_t\,(\text{sect. tot.}) \rightarrow \begin{cases} \sigma_i, \text{ sect. inélast.} \\ \sigma_e, \text{ sect. élast.} \nearrow \end{cases} \begin{cases} \sigma_e, \text{ sect. tot.} \\ \dfrac{d\sigma_e}{d\Omega}, \text{ différentielle} \end{cases}$$

et ce, soit pour N, soit pour P incident et pour des énergies E du Nu incident diverses et des charges Z du $\mathcal{N}$ cible diverses.

Dans la diffusion élastique, le $\mathcal{N}$ reste dans son état fondamental et aucune particule n'est créée. Dans la diffusion inélastique, une quantité d'événements peut se produire : création de mésons, de photons, désintégrations du $\mathcal{N}$, etc.; ici, nous n'entrerons pas dans le détail de σ_i, car cela nous entraînerait trop loin.

1. **Faits expérimentaux.** — A. INTERACTION N/$\mathcal{N}$. — *a. Mesures de* σ_t. — Des mesures ont été faites jusqu'à 280 MeV sur des noyaux divers. Voici un résumé des références :

TABLE III.

E_{MeV}.	Référence.	Cible.	Détection.
84......	[75.7]	14 $\mathcal{N}$ de D à U	$^{12}C(n, 2n)^{11}C$
95......	[77.606]	12 »	Fission de Bi
115......			
150......			
160......			
180......	[81.919]	C, Al, Cu, Pb	»
190......			
220......			
240......			
280......	[80.23]	11 $\mathcal{N}$ de D à U	P de recul
270......	[80.27]	10 »	Fission de Bi

En général, les neutrons sont produits par rupture (stripping) de deutons rapides ou par P arrachant des N à des $\mathcal{N}$ légers. Leur spectre d'énergie est donc flou (courbe S, *fig.* 19). L'appareil de détection a une efficacité variable avec l'énergie des N : pour $^{12}C\,(n, 2\,n)^{11}C$, on a un seuil à 20 MeV; pour fission de Bi, un seuil à 50 MeV (courbe D, *fig.* 19); pour P de recul, un seuil ajustable à volonté. L'énergie effective des N incidents s'obtient en faisant le produit des courbes S et D (courbe B, *fig.* 19).

Les mesures de σ_t se font en bonne géométrie (*voir* plus loin).

Ces mesures sont résumées dans la figure 20 [81.922].

Ici encore, il y a un plateau pour $E > \sim 150$ MeV, atteint d'autant plus tôt et avec une chute relative d'autant plus grande que le $\mathcal{N}$ est plus léger (*voir* plus loin interprétation).

La valeur du plateau correspond à ce qu'on obtient

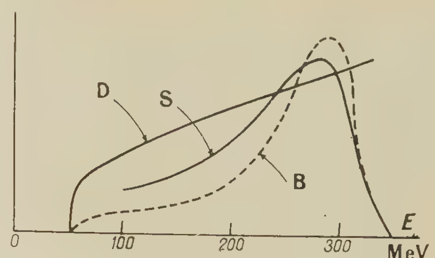


Fig. 19.

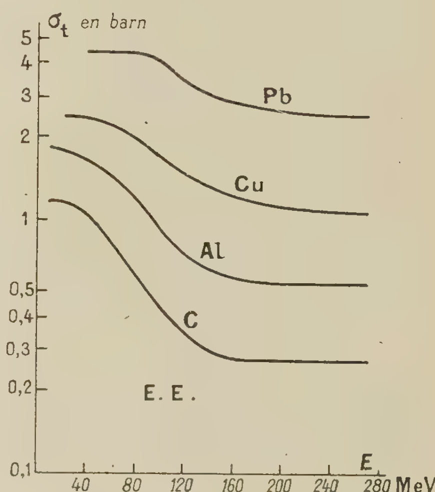


Fig. 20.

par les rayons cosmiques à plus hautes énergies; il s'étendrait donc très loin.

b. Mesure de σ_i. — La section inélastique se mesure en mauvaise géométrie. Expliquons d'abord ce que l'on entend par expérience de diffusion faite en bonne ou mauvaise géométrie.



Fig. 21.

Bonne géométrie :

N, N incidents; M, moniteur (par fission de Bi, par exemple);

A, atténuateur (quelques libres parcours de l'élément étudié);

D, détecteur, le tout en ligne, l'angle de D vu de A étant très petit (quelques 10000e de stéradian).

Tout ce qui est absorbé ou dévié en A rate D; on mesure donc σ_t,

$$\frac{I_{D_A}}{I_{D_0}} = e^{-N\sigma_t L}.$$

I_{D_A}, intensité en D avec A;
I_{D_0}, intensité en D sans A;
N, nombre de $\mathfrak{N}$ par centimètre cube; L, longueur de A.

Mauvaise géométrie. — A est un cône d'angle grand; il équivaut donc à une plaque infinie (*fig.* 23), contre laquelle est appliqué D. Alors le neutron N_1 qui aurait pu atteindre D, mais a été dévié élastiquement de θ, sera compensé par un neutron N_2 dévié élastiquement de θ. On a donc

$$\frac{I_{D_A}}{I_{D_0}} = e^{-N\sigma_i L},$$

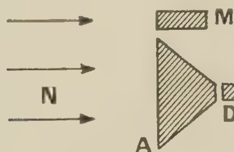


Fig. 22.

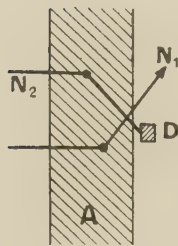


Fig. 23.

si un N dévié inélastiquement a une énergie inférieure au seuil de D (ce qui est pratiquement le cas).

Des mesures de σ_i ont été faites à 95 MeV [77.606] et à 270 MeV [80.27] pour une douzaine d'éléments. En gros, on a

$$\frac{\sigma_i}{\sigma_t} = 0{,}45 - 0{,}40 \quad \text{à } 90 \text{ MeV} \quad \text{pour } C - Pb,$$

$$\frac{\sigma_i}{\sigma_t} = 0{,}50 \text{ au moins} \quad \text{à } 270 \text{ MeV} \quad \text{pour } C - Pb.$$

Donc $\frac{\sigma_i}{\sigma_t}$ serait d'environ $\frac{1}{2}$, mais croîtrait un peu si E augmente ou Z diminue.

c. Valeur de σ_e. — On a

$$\sigma_e = \sigma_t - \sigma_i.$$

d. Valeurs de $\frac{d\sigma_e}{d\Omega}$. — Les études ont été faites à 90 MeV sur Al, Cu et Pb [77.597] et sur C [77.606]. $\frac{d\sigma_e}{d\Omega}$ a l'allure montrée sur la figure 24, avec $\frac{1}{2}$ demi-largeur Γ, à 90 MeV donnée table IV.

TABLE IV.

Cible.	C.	Al.	Cu.	Pb.
Γ_{lab}(°).......	13	10	5	4,5

Les observations n'ont pas été faites pour $\theta_{lab} > 25°$.

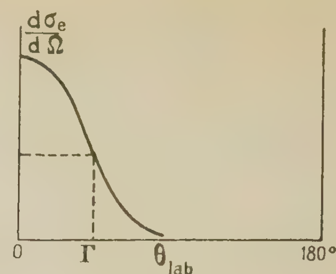


Fig. 24.

B. INTERACTION P/$\mathfrak{N}$. — Les mesures par atténuation ne sont plus applicables, car les P perdraient trop d'énergie par ionisation. On utilise alors des émulsions nucléaires que l'on dépouille « le long des traces » en notant les phénomènes divers survenant aux P (étoiles, scatterings, arrêts brusques). La littérature donne :

a. Valeurs de σ_i. —

E MeV.	Référence.	Cible.	$\frac{\sigma_i}{\sigma_{géom}}$.
240..........	[85.497]	C, N, O,	0,7
		Ag, Br	0,9
350-400......	[85.827]	Émulsion	0,55 ± 0,10

σ_i décroît donc jusqu'à quelques 100 MeV, puis croît ensuite vers $\sigma_{géom}$ aux énergies de rayons cosmiques.

b. Valeurs de $\frac{d\sigma_e}{d\Omega}$. — Les études ont été faites

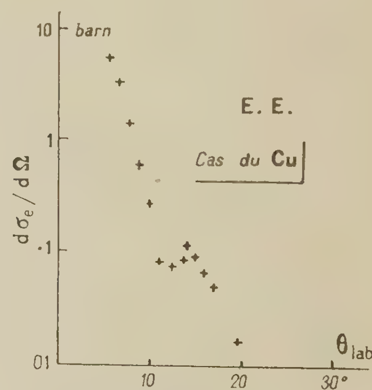


Fig. 25.

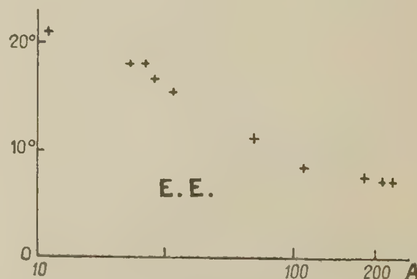


Fig. 26.

pour P de 340 MeV sur dix éléments, de C à Pb, avec une résolution angulaire de 0,5° [86.29]. Les anneaux de diffraction ont été observés (un pour Cu, deux pour Pb) (voir *fig.* 25 pour Cu). La position du premier minimum en fonction de la masse atomique de la cible est donnée par la figure 26.

c. Valeurs de σ_e. — Dans les mesures précédentes, la diffusion de Coulomb n'est importante qu'aux petits angles : < 2° pour C, < 6° pour Pb (à 340 MeV). La négligeant et extrapolant $\frac{d\sigma_e}{d\Omega}$ aux petits angles, on obtient pour σ_e [86.29] la table V.

TABLE V.

	C.	Al.	Cu.	Ag.	Pb.
σ_e(barn).....	0,1	0,2	0,5	0,9	0,9

2. **Interprétations.** — A. THÉORIE (*voir*, par exemple, [86.29].) — La formule des ondes partielles donne, pour l'onde diffusée,

$$\psi_{\text{scatt}} \simeq \frac{e^{ikr}}{2ikr} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1)(e^{2i\delta_l} - 1) P_l(\cos\theta)$$

($\simeq$ signifie : asymptotiquement; noter que

$$\frac{e^{2i\delta_l} - 1}{2i} = e^{i\delta_l} \sin \delta_l \Big).$$

Si R est le rayon du noyau, le $\mathfrak{N}$ agit sur les ondes à l tels que $l\frac{\lambda}{2\pi} < R$ (jusque $l_{\max} = 40$ pour Pb à 340 MeV).

a. Cas d'un noyau opaque. — La phase δ_l peut s'écrire

$$\delta_l = \alpha_l + i\beta_l;$$

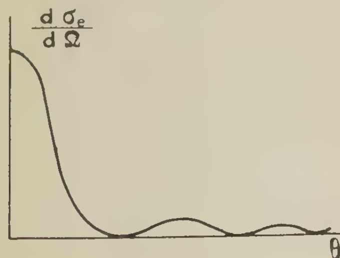


Fig. 27.

la partie réelle rend compte de la diffusion, la partie maginaire de l'absorption (le i donne $e^{-\beta_l}$).

Pour un $\mathfrak{N}$ opaque,

$$\beta = \infty \quad \text{pour} \quad l < l_{\max},$$
$$\beta = 0 \quad \text{pour} \quad l > l_{\max}.$$

En plus, on a

$$\alpha = 0 \quad \text{pour} \quad l > l_{\max},$$

donc

$$\psi_{\text{scatt}} \simeq -\frac{e^{ikr}}{2ikr} \sum_0^{l_{\max}} (2l+1) P_l$$

et

$$\frac{d\sigma_e}{d\Omega} = |r\psi_{\text{scatt}}|^2 = \frac{1}{4k^2} |\Sigma(2l+1)P_l|^2,$$

$$\sigma_e = \pi R^2 \quad \left[\text{plus exactement : } \pi\left(R + \frac{\lambda}{2\pi}\right)^2\right].$$

Ce sont là, tout simplement, les formules de la diffraction optique, présentant les anneaux de diffraction (*fig.* 27).

b. Cas d'un noyau transparent [75.1352] (modèle optique de Serber). — En rentrant dans le $\mathfrak{N}$, l'onde représentant le Nu incident prend une λ plus petite

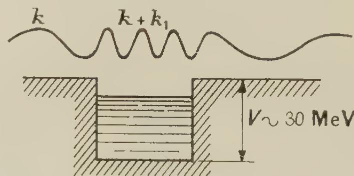


Fig. 28.

(*fig.* 28), on considère alors le $\mathfrak{N}$ comme une sphère douée :

— D'un indice de réfraction défini par

$$k_1 = k\left(\sqrt{1 + \frac{V}{E}} - 1\right);$$

— D'un coefficient de réflexion (la surface du $\mathfrak{N}$ étant une discontinuité de potentiel, réfléchira une partie de l'onde incidente); il est négligeable si $V \ll E$, ce qui est le cas ici;

— D'un coefficient d'absorption

$$K = \frac{A}{\frac{4}{3}\pi R^3} \sigma'$$

proportionnel au nombre de Nu par centimètre cube de $\mathfrak{N}$ et à la section efficace d'interaction du Nu incident avec un Nu du $\mathfrak{N}$. Cette section σ' est la moyenne de celles correspondant aux P et aux N du $\mathfrak{N}$; pour un P incident, on peut l'écrire

$$\sigma' = \frac{Z\sigma'_{\text{PP}} + (A-Z)\sigma'_{\text{NP}}}{A}.$$

σ'_{PP} et σ'_{NP} se calculent à partir des sections σ_{PP} et σ_{NP} d'interaction d'un P avec un P et un N *libres*, en tenant compte du principe de Pauli, qui interdit les transitions d'un Nu du $\mathfrak{N}$ à un état déjà occupé (alors $\sigma' < \sigma$).

Ainsi, on a

$$\delta_l = \left(k_1 + i\frac{K}{2}\right) s_l,$$

s_l étant la longueur de $\mathfrak{N}$ traversée par l'onde l (qui est maxima à environ $l\frac{\lambda}{2\pi}$ de l'axe, *fig.* 29)

Reportant dans $\frac{d\sigma_e}{d\Omega}$, on obtient encore des anneaux de diffraction, mais décalés vers de plus grands

angles, à cause de la transparence (*voir* calcul exact [80.921]).

σ_i, c'est-à-dire l'absorption, se calcule par des formules analogues. Pour $k_1 = 1{,}5\ K$ (cas des N de 90 MeV), on a la figure 30.

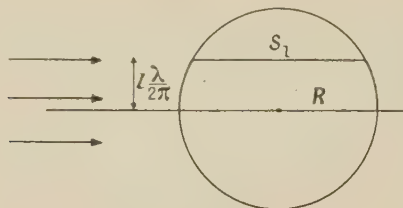


Fig. 29.

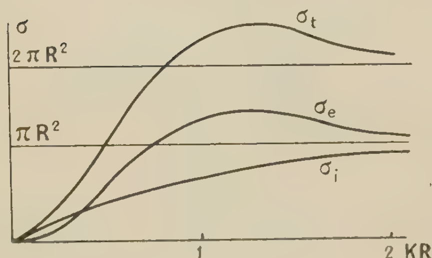


Fig. 30.

Si l'opacité augmente ($K \nearrow$), on a

$$\sigma_e \to \pi R^2, \qquad \sigma_i \to \pi R^2.$$

B. Application. — Cette théorie du noyau transparent montre que $\sigma_t(R) \neq 2\pi R^2$. C'est ce qu'on observe expérimentalement (*fig.* 31) (transparence).

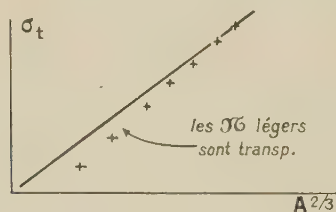


Fig. 31.

Avec le modèle optique, on peut ajuster K et V tels que R soit $\propto A^{\frac{1}{3}}$. On obtient (pour N de 90 MeV)

$$K = \frac{1}{4{,}5.10^{-13}}\ \text{cm}^{-1},\quad V = 31\ \text{MeV},\quad R = 1{,}37.10^{-13} A^{\frac{1}{3}}\ \text{cm},$$

valeurs tout à fait satisfaisantes. Pour P de 340 MeV. ces valeurs sont bonnes aussi; on trouve cependant que les anneaux de diffraction sont un peu décalés vers θ grand par rapport à la théorie, ce qui indiquerait une transparence un peu plus grande [86.29].

On a vu (p. 118) que $\sigma_i < \pi R^2$ pour P/𝔑; la figure 30 montre que cela est dû à la transparence.

Remarque. — Cette théorie suppose que le noyau a une surface bien nette; c'est là une hypothèse simplificatrice provisoire; par la suite, il a été proposé un modèle [85.757] de noyau fait d'une partie centrale à densité constante et de rayon voisin de $A^{\frac{1}{3}}$, entouré d'une zone à densité décroissante d'épaisseur

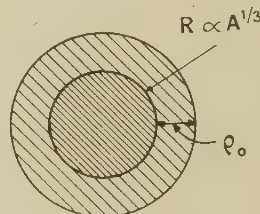


Fig. 32.

constante ρ_0 ($\sim r_0$). Ce modèle ne modifie pas essentiellement les résultats ci-dessus, mais apporte des raffinements. Par exemple, celui-ci : pour $E \gtrsim 40$ MeV, cette zone est opaque; pour $E \sim 100$-300 MeV, transparente : cela expliquerait l'allure de la figure 20.

Cet article est un résumé de Colloques donnés par l'auteur en mai 1952, au laboratoire de Physique de l'École Polytechnique. L'auteur est heureux de remercier ici M. le Professeur L. Leprince-Ringuet, pour les conseils qu'il lui a prodigués à propos de la rédaction de cet article.

Manuscrit reçu le 13 octobre 1952.

EMPLOI DES ÉMULSIONS PHOTOGRAPHIQUES POUR LA DETECTION ET L'ÉTUDE DES PHÉNOMÈNES NUCLÉAIRES. HISTORIQUE, RÉSULTATS ET POSSIBILITÉS. BIBLIOGRAPHIE

Par Léopold VIGNERON,
Laboratoire de Chimie nucléaire du Collège de France.

Sommaire. — Les étapes successives de l'emploi des émulsions en physique nucléaire et cosmique sont mises en évidence. Les principales recherches techniques, les résultats scientifiques essentiels, les possibilités des émulsions, les procédés d'emploi sont décrits. 119 références bibliographiques permettent de se reporter aux articles originaux.

Au cours de plusieurs travaux de physique nucléaire, j'ai eu l'occasion d'employer les émulsions photographiques comme matériel d'expériences. Bien que je n'aie travaillé que sur quelques points particuliers, il m'a paru intéressant de considérer, d'une façon générale, comment et pourquoi la technique que j'utilisais s'est développée d'un mouvement de plus en plus rapide jusqu'à prendre une place essentielle dans tous les laboratoires de physique nucléaire ou d'étude du rayonnement cosmique.

Après des travaux qui se font au hasard, sans centre d'intérêt bien défini, et par suite lentement, une technique commence à se constituer. Une fois atteint ce point, elle permet d'obtenir des résultats scientifiques. Les utilisateurs pressent alors les techniciens de fournir le plus vite possible un matériel aux commodités et aux possibilités plus grandes. Celà étant réalisé, il en résulte de nouveaux progrès scientifiques.

Tel est, fréquemment, le schéma d'interaction entre une technique donnée et une science qui l'utilise. Il s'applique au cas qui nous intéresse. On peut toutefois noter ici un accident particulier : il semble bien que la mise au point de la chambre à détente ait, pour un temps assez long, détourné les physiciens de l'étude des traces des particules dans les émulsions.

1. Premiers travaux non coordonnés utilisant des émulsions quelconques. — La technique des émulsions, historiquement, a ouvert l'immense domaine des découvertes de radioactivité et de physique nucléaire. Vers 1895, la photographie était couramment utilisée dans le domaine artisanal et artistique, on l'employait déjà dans les laboratoires de physique pour détecter la lumière visible, les ultraviolets, les rayons X. En 1896, H. Becquerel, étudiant la fluorescence de diverses substances, constate l'action photographique globale des rayonnements émis par un sel d'urane [1] et commence par l'interpréter comme un phénomène de fluorescence. Il ne tarde pas à constater des modalités surprenantes de l'effet observé : un long séjour à l'obscurité n'atténue pas le phénomène [2] qui a lieu avec d'autres composés d'uranium, même des oxydes [3].

Dans leurs recherches ultérieures, les physiciens font très vite appel à d'autres techniques de détection de la radioactivité.

1° Dès sa troisième Note [3], Becquerel, concuramment avec la photographie, utilise l'étude de la décharge d'un électroscope, c'est-à-dire la mesure des courants d'ionisation. Il s'agit, là aussi, d'un effet global; cependant, la technique électrique permet des mesures plus rapides, plus commodes, et surtout plus précises, elle se prête mieux à des comparaisons quantitatives qu'une mesure de noircissement global.

2° Le premier effet individuel des particules radioactives est observé, indépendamment, par Crookes [4] et par Elster et Geitel [5] qui constatent en 1903 les scintillations lumineuses produites par l'impact des α sur un écran fluorescent. Sur ce principe, Regener [6] construit, en 1908, le premier appareil de comptage de particules.

3° En 1908 également, Rutherford et Geiger [7] réalisent une sorte de compteur proportionnel, capable de déceler le passage d'une seule particule α; un appareil automatique leur permet d'enregistrer jusque 1000 particules par minute [8]. En 1912, avec un compteur à pointe, où le passage d'une particule produit une avalanche (non proportionnelle) d'ions, Geiger [9] réalise le premier appareil permettant de compter individuellement les β.

Le caractère empirique de la photographie, dont le mécanisme intime est fort peu connu à l'époque, a contribué à jouer contre son emploi systématique pendant ces premières années de recherches sur la radioactivité. Pourtant, en 1909, Mügge [10], répandant sur une plaque du zircon thorié pulvérulent, observe des grains noirs alignés provenant des points où se trouvait un grain radioactif; il attribue cet effet à la radioactivité, mais ne conclut pas qu'il est dû aux α. Kinoshita [11] montre qu'un seul α suffit à rendre développable un grain de Ag Br, mais il opère par mesure du noircissement global. Reinganum [12], en 1911, puis Michl [13], en 1912, observent les files de grains d'argent développés; dans l'émulsion utilisée par Michl, les traces d'α du polonium mesurent environ 23 μ et contiennent environ 8 grains noirs.

Ces traces sont trop discontinues pour qu'on puisse les suivre avec sûreté, sans risque de confusion avec les grains spontanément développables (voile). *Néanmoins, un pas décisif a été franchi* : on est passé de l'effet de noircissement global au phénomène individuel détectant le passage d'une seule particule.

Logiquement, c'est l'instant où une « demande

technique » pourrait survenir : essai des diverses émulsions du commerce et, si certaines conviennent mieux que d'autres, tentatives de préparer de meilleures émulsions. Le moindre succès, mettons 12 grains par trace au lieu de 8, encouragerait à continuer; une technique simple et extrêmement puissante est sur le point de naître.

Par exemple, en 1912, Marsden et Darwin [14] découvrent l'embranchement $\alpha\beta$ de ThC, la question des filiations radioactives est encore loin d'être élucidée, on ignore encore les embranchements de RaC et de AcC; on ne peut pas s'empêcher de penser qu'observer les étoiles de désintégrations α successives dans des émulsions, même médiocres, imprégnées d'actinium ou de radium aurait singulièrement aidé les physiciens.

Vus la minceur des couches d'émulsions et leur petit volume, il est possible que certains physiciens aient pensé qu'on n'y observerait que des phénomènes rares, longs à rechercher au microscope et tellement petits qu'on perdrait toute précision en essayant de les agrandir. Quelles qu'en soient les raisons, *un manque général d'intérêt retarde les progrès de l'émulsion photographique, en physique nucléaire, juste au moment où la mise au point de la chambre à détente vient attirer l'attention générale.*

Wilson étudie depuis longtemps la formation des ions dans une atmosphère sursaturée en vapeur d'eau; il entreprend, en 1911, d'appliquer des techniques qu'il connait bien à l'observation des traces individuelles des rayons α et β [15]. En 1912, il publie [16] des photographies excellentes de ces traces, comparables à celles qu'on publie aujourd'hui. Ce résultat est contemporain de celui de Michl dans les émulsions qui, par comparaison, paraissent à la majorité des physiciens un instrument grossier et dérisoire : *ils sont détournés de s'y intéresser.*

2. Premiers travaux expérimentaux systématiques. Premières tentatives pour améliorer la qualité technique des émulsions. — Les émulsions ne sont guère employées dans les années qui suivent : il faut attendre 1925 pour que les premières traces de protons y soient observées par Blau [17], [18], qui retrouve [19], [20] les protons émis dans les réactions (α, C) et (α, Al) que Kirsh et Petterson [21] viennent de mettre en évidence par l'observation des scintillations.

Ce résultat prouve que les émulsions peuvent servir à quelque chose. Blau remarque qu'il y a une densité de grains plus faible sur les traces de protons que sur les traces des hélions, ce qui la conduit à tenter d'en savoir les raisons et à essayer d'améliorer la technique des émulsions.

En 1931-1932, Wambacher et Blau [22], [23] constatent que le jaune de pinacryptol, désensibilisateur des plaques panchromatiques, augmente le nombre des grains développés sur les traces de protons. Ce résultat paradoxal montre que les propriétés « optiques » et « nucléaires » des émulsions ne coïncident pas forcément : *donc, entreprendre l'étude d'émulsions spécialement adaptées à la physique nucléaire n'est pas perdre son temps.*

En 1935, Jdanov [24] et, indépendamment, Taylor [25], préparent des émulsions à grains fins qui enregistrent les protons nettement mieux que les émulsions commerciales préparées pour l'optique.

L'émulsion commence à être employée de plus en plus, surtout dans les recherches cosmiques. Elle fournit plus de matériel expérimental que la chambre Wilson; son faible poids permet de l'employer avec des ballons sondes; sur une montagne où aucune installation de laboratoire n'existe, on peut laisser des plaques séjourner plusieurs semaines. C'est ainsi que Blau et Wambacher observent 12 étoiles de désintégration de noyaux par le rayonnement cosmique [26], présentant jusqu'à 9 traces ionisantes. A cette époque, la chambre de Wilson n'a permis d'observer qu'un seul cas comparable [27], et encore une étoile à trois branches seulement.

Pourtant beaucoup de physiciens nucléaires continuent à ne pas attribuer d'avenir à la méthode des émulsions; ainsi, en 1937, Livingston et Bethe [28], dans une revue d'ensemble des techniques et procédés expérimentaux de la Physique nucléaire, ne consacrent que quelques lignes à la méthode photographique « *moins précise que les autres méthodes* » et dont ils ne voient l'avantage que « *dans le cas particulier ou, grâce à son effet cumulatif, de longues expositions avec de faibles sources peuvent produire des effets mesurables* ».

3. Introduction de l'émulsion comme technique de premier intérêt dans les études nucléaires. — La persistance d'un manque d'intérêt de la plupart des physiciens envers la technique photographique est en discordance avec les succès qu'elle a déjà permis de remporter dans diverses études sur le rayonnement cosmique.

Aussi, en 1939, Powell et Fertel décident [29] de « *réexaminer en détail la question de la précision de la méthode photographique car, si elle pouvait être rendue précise, elle présenterait de gros avantages sur la chambre à détente en ce qui concerne certains types de problèmes nucléaires* ».

Ils s'astreignent à recommencer trois travaux antérieurement effectués à l'aide de compteurs [30] ou de la chambre à détente [31], [32] et obtiennent [29] des courbes statistiques pratiquement comparables à celles des auteurs auxquels ils se réfèrent. *La question de la précision est tranchée.*

De plus, la méthode photographique présente des avantages :

1° *Diminution de la durée de l'expérience.* — Les auteurs signalent que 3 cm² d'une plaque exposée quelques minutes leur ont fourni 3 000 traces utilisables, tandis que 20 000 paires de photographies stéréoscopiques, prises à l'appareil de Wilson n'avaient fourni que 1600 traces.

2° *Diminution du temps mort.* — Il va sans dire que le temps nécessaire à révéler et fixer une seule plaque de 3 cm² est hors de proportion avec celui qu'il faut pour développer 20 000 photographies.

3° *Diminution du temps nécessaire pour exploiter le matériel expérimental obtenu.* — Un seul observateur peut certainement explorer 3 cm² de plaque, y détecter et y mesurer 3 000 traces en deux à trois semaines, sans nullement se surmener, tandis que faire la même opération sur 20 000 paires de photographies stéréoscopiques demande au même obser-

vateur plusieurs mois de travail. Powell et Fertel auraient peut-être dû signaler cet avantage de leur technique qui n'était certainement pas évident pour un physicien n'ayant pas une pratique personnelle de la recherche, de l'observation et de la mesure, à l'aide d'un microscope, des phénomènes enregistrés dans les émulsions.

Powell et Fertel concluent : « *il nous semble que les résultats suggèrent une sérieuse considération de la part de ceux qui sont engagés dans la recherche nucléaire* ». Il est désormais impossible de soutenir la prétendue infériorité de la méthode photographique : ce sera une des grandes techniques de la physique nucléaire qui prendra place à côté des autres, avec ses inconvénients, mais aussi ses avantages particuliers et qui viendra augmenter les moyens d'attaque des problèmes non encore résolus.

4. Mise au point des émulsions « sensibles aux protons ». Résultats scientifiques subséquents. — *La demande pour des émulsions « meilleures » devient pressante.* Malheureusement, la guerre suspend toutes les recherches pour une technique qui ne promet pas d'applications militaires à court terme.

Ce n'est que fin 1945 que sont mises au point les émulsions Ilford concentrées [33]. Par rapport aux émulsions antérieurement utilisées, elles réalisent une véritable discontinuité : moins de voile hors des traces et beaucoup plus de grains sur les traces.

Le pouvoir séparateur de la méthode et la commodité des observations sont considérablement accrus.

De plus, à partir de 1946, ces émulsions sont commercialisées, les physiciens sont dégagés du souci de préparer eux-mêmes des émulsions difficilement reproductibles; un matériel standardisé, de propriétés constantes est à leur disposition.

Ces progrès techniques sont presque immédiatement suivis par une série de découvertes scientifiques; nous en citerons quelques-unes :

1° *Étoiles cosmiques*, où l'agent causal est un méson [34], [35].

2° *Étoiles cosmiques*, où un méson est un des produits de la réaction [36].

3° *Étoiles cosmiques associées* : un méson sortant d'une première étoile est l'agent causal d'une seconde étoile [37].

4° *Il y a au moins deux variétés de mésons, découvertes de la désintégration* $\pi \rightarrow \mu$ [37].

5° *Tripartition de l'uranium* sous l'action des neutrons lents [38].

6° *Mise en évidence des mésons produits artificiellement* [39]. Liés aux interactions entre nucléons, ces mésons π^+ et π^- sont identiques à ceux qu'on observe dans le rayonnement cosmique [40].

7° *Existence probable d'un méson* τ plus lourd que les mésons π [41], ce qui confirme des observations antérieures à la chambre à détente [42], [43].

8° *Des noyaux lourds, dont la charge peut atteindre 25, constituent, à côté des* α *et des protons, la composante primaire du rayonnement cosmique* [44], [45], [46].

5. Solution de quelques difficultés techniques particulières. — Des difficultés techniques liées aux recherches en cours trouvent leur solution :

1° Pour avoir le maximum d'informations dans l'étude du rayonnement cosmique, les traces étant souvent longues, il faut des émulsions très épaisses; d'où risque de développement excessif en surface avant que le révélateur n'ait diffusé en profondeur. La méthode de développement à température variable [47], [48], [49] permet de séparer la diffusion (à 4° C), de l'effet réducteur (obtenu en relevant la température). Il devient possible d'employer des émulsions épaisses de 2 000 μ. Le temps nécessaire au fixage (diffusion de l'hyposulfite) interdit des épaisseurs plus grandes [119].

2° En contrepartie, un dépôt d'argent colloïdal assombrit les émulsions épaisses, les traces profondes semblent vues à travers un brouillard : un traitement par HCl très dilué, suivi d'un nouveau fixage, permet de les éclaircir [50].

3° L'effet sensibilisateur (borax) ou désensibilisateur (nitrate d'urane), attribué précédemment à certains composés chimiques, n'est qu'apparent; en fait, il est lié au pH de la solution imprégnante : l'emploi de solutions tamponnées [51] permet d'augmenter la quantité d'uranium introduite.

4° On peut introduire des poudres microscopiques en sandwich entre deux couches d'émulsion [52], cela permet de préciser le point origine d'une bipartition [53] et de séparer la réaction étudiée de celles qui ont lieu sur les constituants de l'émulsion [52].

5° Les émulsions « sensibles aux protons », du genre de Ilford C_2 ou Kodak NTB présentent le phénomène d'affaiblissement de l'image latente au cours du temps.

Or, à part la présence de très rares atomes de thorium dans l'émulsion, il n'y a pas de causes d'apparition spontanée de traces de particules α, ni de protons, dont on aimerait qu'elles s'effacent spontanément. L'effacement de l'image latente est, dans la plupart des recherches, un phénomène indésirable qui peut conduire à des erreurs [34]. Par exemple, dans des plaques exposées plusieurs semaines au rayonnement cosmique, il est impossible de faire des comparaisons valables entre la densité des grains développés sur différentes traces, à moins qu'on ne soit sûr qu'elles aient le même âge, comme la trace d'un méson π et la trace du méson μ qui lui est associé.

Albouy et Faraggi ont étudié les lois de l'effacement de l'image latente [55], c'est une oxydation par l'oxygène de l'air, favorisée par une plus grande humidité de l'atmosphère et par l'élévation de la température.

Dans quelques recherches particulières, un effacement soigneusement dosé de l'image latente a rendu service [56], par exemple, pour distinguer entre la trace de l'hélion et la trace du triton, produites dans le prolongement l'une de l'autre, dans l'action des neutrons lents sur ^6Li.

6. Étude systématique de la sensibilité des émulsions « pour protons ». Problème posé : parvenir à enregistrer les particules au minimum d'ionisation.— Webb a étudié, en 1948, les émulsions alors disponibles dans le commerce [57]. Ilford C_2, ou Kodak NTB, qui sont les plus sensibles alors, permettent d'enregistrer les α jusque 800 MeV, les deutons jusque 100 MeV, les protons jusque 50 MeV, les mésons jusque 5 MeV, les électrons jusque 0,025 MeV.

Dans ces émulsions « sensibles aux protons », on ne peut donc apercevoir que les fins de parcours des électrons, sous forme d'une trace sinueuse de quelques grains, longue de 3 à 4 μ.

Webb établit *qu'il faudrait encore multiplier par 6 la sensibilité des émulsions pour pouvoir enregistrer les traces des particules au minimum d'ionisation* [57].

En 1948, l'émulsion ne permet pas encore d'apercevoir les traces des particules très rapides présentes dans les « étoiles de désintégration » produites par le rayonnement cosmique. A ce point de vue, à cette époque, la chambre à détente continue à présenter un avantage certain.

Les services déjà rendus par l'émulsion sont tels qu'une demande puissante se produit pour combler le retard technique qu'elle présente encore.

7. Mise au point d'émulsions « sensibles aux électrons ». Résultats scientifiques subséquents. — Fin 1947, Berriman [58], aux laboratoires Kodak d'Angleterre, *parvient à gagner un facteur 2 sur la sensibilité*, par référence aux émulsions étudiées par Webb. Le minimum d'ionisation n'est pas encore atteint, mais les fins de traces d'électrons apparaissent sous forme de chaînes sinueuses d'une trentaine de microns de long.

Restait encore un facteur 3 à gagner : *les premières émulsions sensibles au minimum d'ionisation sont obtenues en 1948 par Ross et Zajac* [59], *Berriman* [60]. Ces nouvelles émulsions sont commercialisées sous le nom Kodak NTP 2 *a* ou Kodak NT 4 [61]. Peu après, Ilford commercialise l'émulsion analogue, Ilford G 5 [62]. Ces émulsions sont appelées, assez incorrectement, « émulsions sensibles aux électrons ».

Cet important progrès dans la technique entraîne une suite de travaux scientifiques, j'en citerai quelques-uns :

1° *Existence de nombreux mésons chargés* dans les explosions nucléaires causées par les particules cosmiques [63].

2° *Confirmation du fait que les électrons produits dans la désintégration des mésons μ ne sont pas mono-énergétiques* [64] : deux particules neutres, au moins, sont émises dans cette désintégration, en plus de l'électron. Ce ne sont pas des rayons γ, car on ne décèle pas de paires de matérialisation.

3° *Nouvelles confirmations de l'existence de mésons τ* se désintégrant en fin de parcours en trois mésons π [65], [66], [67], [68], [69]. La masse du méson τ serait $\sim (966 \pm 10)$ m.

4° *Existence de mésons $\varkappa$*, dont la masse serait $\sim (1200 \pm 250)$ m; ces mésons $\varkappa$, qui diffèrent vraisemblablement des mésons τ, se désintègrent en fin de parcours en émettant une seule particule ionisante, probablement un méson π, et une ou plusieurs particules neutres [70].

5° *Un cas unique a été observé* [71] dans lequel une particule neutre instable de masse $(2\,370 \pm 60)$ m se désintégrerait en un proton plus un méson π négatif.

6° *L'émulsion a permis de confirmer l'existence des mésons neutres π_0* [72], établie par la technique des compteurs [73]. Ces mésons π_0 éclatent en deux γ qui se matérialisent en donnant des paires ε^+, ε^-. On trouve de telles paires à proximité des étoiles de désintégration provoquées par le rayonnement cosmique [72]. L'étude des paires, en fonction de l'altitude d'exposition de la plaque, donne un argument de plus en faveur de l'existence du méson π_0 [72].

7° *L'étude des étoiles de désintégration permet de confronter les théories des réactions nucléaires* [75], [76], [77], *avec l'expérience* [78], [79], [80], [81], [82]. Les émulsions du type Ilford C_2 ne permettaient d'étudier que les traces des particules liées au phénomène d'« évaporation » nucléaire, mais non les traces relativistes des particules émises par « projection directe » ni celles des mésons créés dans les réactions à grande énergie.

Indiquons, en passant, que la question des particules instables est encore loin d'être élucidée :

1° La désintégration $\tau \rightarrow 3\pi$, certaine à l'émulsion, n'a pas encore été observée avec la chambre à détente.

2° Par contre, avec l'appareil de Wilson, on observe des cas de désintégration en vol d'une particule neutre suivant le schéma hypothétique $V_0 \rightarrow \pi + \pi^-$ (non observé à l'émulsion) et des cas de désintégration en vol d'une particule neutre plus lourde suivant le schéma hypothétique $V'_0 \rightarrow H + \pi^-$ (un seul cas observé à l'émulsion) [83], [84], [85], [86], [87].

3° Avec l'appareil de Wilson, on observe aussi des cas de désintégration en vol d'une particule chargée suivant le schéma hypothétique V $\rightarrow$ une particule neutre + une particule chargée [83], [84], [85], [86], [87]. Cette particule chargée V pourrait être identique à la particule $\varkappa$, qui se désintègre, suivant un schéma analogue, une fois arrêtée dans l'émulsion.

On voit ainsi que les émulsions et la chambre à détente ont tour à tour des avantages suivant le type d'expérience entrepris.

Les émulsions « pour électrons », sensibles aux particules ayant l'ionisation minimum, du genre de Kodak NT 4 ou Ilford G 5, ne présentent que peu ou pas le phénomène d'affaiblissement spontané de l'image latente, dans les conditions ordinaires. De nombreux rayons γ, ayant leur origine dans le rayonnement cosmique ou la radioactivité naturelle des corps environnants, y projettent des électrons. Les traces de ces électrons s'accumulent et forment un fond très gênant dans les études de Physique nucléaire : moins d'un mois après leur coulée, ces émulsions sont pratiquement inutilisables.

Fort heureusement, les études sur les lois de l'effacement de l'image latente, entreprises afin de supprimer cet effet dans les émulsions « pour protons », ont trouvé une application pour provoquer un effacement accéléré dans les émulsions « pour électrons ». Par un traitement de quelques heures dans une atmosphère chaude et saturée de vapeur d'eau, il est possible de rendre aux plaques « pour électrons » leur virginité première, sans qu'il y ait pratiquement perte de leur sensibilité ultérieure [88].

8. Progrès de sensibilité encore désirable. — Bien que les émulsions sensibles au minimum d'ionisation aient permis des travaux considérables, on peut dire qu'il existe encore, en 1952, une demande pour une sensibilité accrue et une plus grande densité de grains développés.

On suit sans peine, dans ces émulsions, les traces des électrons de moins de 0,3 MeV, bien qu'elles

soient très contournées, parce que la densité de grains est élevée. Aux énergies très élevées, les traces ne présentent qu'un grain tous les 3 à 4 μ, mais, comme ces traces sont pratiquement rectilignes, même si, par suite de fluctuations accidentelles dans le nombre de grains développés on perd la trace pendant 30 à 40 μ, on la retrouve sans ambiguïté plus loin.

Mais, si on considère les traces des électrons d'énergie comprise entre 0,3 MeV et 2 MeV, la densité de grains est faible alors que la particule subit encore de nombreuses et importantes déviations : il est facile de perdre une trace et, pour peu qu'il y ait des traces d'électrons parasites, on risque de lui attribuer un prolongement qui n'est pas le sien.

Augmenter encore la sensibilité, de façon à doubler la densité de grains au minimum d'ionisation, serait un progrès bienvenu, surtout dans les recherches de physique nucléaire.

9. **Principales techniques d'exploitation du matériel expérimental obtenu dans les émulsions pour recherches nucléaires.** — Jusqu'ici j'ai surtout considéré les interactions entre *les techniques de fabrication* des émulsions et la recherche scientifique; pour qu'une découverte soit possible à l'aide des émulsions, il faut de toute évidence que l'émulsion enregistre des traces visibles.

Il y a un autre aspect de l'interaction entre la science et la technique. Pour exploiter convenablement le matériel expérimental obtenu, il a encore fallu mettre au point ce qu'on peut appeler *des techniques d'exploitation.*

Celles-ci sont susceptibles de donner des renseignements sur la charge z, la masse M, la vitesse v (ou l'énergie cinétique E, ou l'impulsion p) d'une particule dont on observe la trace. Voici les principales techniques d'exploitation associées à l'emploi des émulsions dans les recherches nucléaires :

1° *La mesure du parcours restant.* — En général, cette méthode est appliquée à des particules pas trop énergiques, puisqu'il est nécessaire d'observer l'arrêt de la particule dans une émulsion épaisse de quelques centaines de microns. Les théories du ralentissement, confirmées par l'expérience montrent que ce parcours est de la forme

$$R = \frac{M}{z^2} f(v).$$

L'établissement de la relation parcours-énergie des protons, problème auquel je me suis intéressé [114], [115], revient à donner la fonction $f(v)$.

2° *La détermination du facteur d'affaissement,* dont j'ai donné [89] une méthode de mesure simple, est indispensable pour avoir les parcours corrects des traces inclinées. Elle est également indispensable pour composer correctement les impulsions des particules associées dans un même évènement nucléaire.

3° *La mesure de la densité de grains.* — Les différentes théories, et l'expérience, montrent qu'elle est de la forme

$$\frac{dN}{dx} = z^2 g(v).$$

On peut utiliser cette technique même si la trace ne se termine pas dans l'émulsion.

La densité de grains est une fonction de la perte d'énergie par unité de longueur, quantité inaccessible à la mesure directe dans les émulsions; la densité de grains augmente quand la perte d'énergie augmente, sans qu'il y ait proportionnalité entre les deux.

Quand la vitesse de la particule augmente, la perte d'énergie commence par décroître, conformément au calcul basé sur la théorie de Bethe [90], mais, pour des vitesses plus grandes, il faut tenir compte des effets de polarisation, négligés dans cette théorie.

Pour ces très grandes vitesses, les résultats expérimentaux de Pickup et Voyvodic [91], puis de Mac Diarmid [92] sont en accord avec la théorie de Wick [93] : la perte d'énergie (et aussi la densité de grains) passe par un minimum pour $E \simeq 3\ Mc^2$, puis la perte d'énergie remonte lentement d'environ 8 pour 100 pour se fixer à un plateau pour $E > 20\ Mc^2$.

Pratiquement, pour $E > 2\,Mc^2$, la densité de grains est presque indépendante de la vitesse, sa mesure ne donne plus qu'un résultat incomplet : la limite inférieure de la vitesse de la particule.

4° *La mesure des interruptions dans la trace.* — Quand la particule est suffisamment lente, les grains sont trop nombreux, se touchent et ne peuvent être comptés. Le dénombrement des « blancs » dans la trace, ou la mesure de la longueur totale des blancs [94] donnent alors aussi un renseignement de la forme

$$\frac{dN_1}{dx} = z^2 g_1(v).$$

5° *La mesure de l'angle moyen de diffusion* [95], [96], [97], [98]. — Considérons la projection horizontale de la trace et l'angle φ que forment les tangentes en deux points séparés par une longueur constante s (longueur de cellule). Conformément à la théorie de Molière [99], la valeur moyenne de φ est de la forme

$$|\bar{\varphi}| = \frac{kz}{pv} s^{\frac{1}{2}}.$$

Au lieu d'employer cette méthode sagittale, on peut considérer l'angle ψ que forment les cordes de deux cellules successives. Il faut alors utiliser la constante

$$k_1 = k\sqrt{\frac{2}{3}}.$$

En fait, la « constante » k dépend très légèrement de la vitesse et de la longueur s choisie comme longueur des cellules.

La mise en œuvre de cette méthode pose aux constructeurs de microscopes un problème de progrès de la précision mécanique : il s'agit d'obtenir des mouvements extrêmement fidèles pour réduire le « bruit de fond », diffusion apparente due au jeu de la platine dans ses glissières pendant les mesures sur la trace. Pratiquement, cette méthode s'applique jusqu'à des énergies voisines de 10^9 eV.

6° *Le dénombrement des rayons* δ. — Le nombre de rayons δ dont l'énergie est comprise entre deux limites arbitraires W_1 et W_2 est donné par la théorie de la diffusion coulombienne, mais il y a un facteur de perte dans le dénombrement expérimental qui

ne peut être calculé. Toutefois, les critères de dénombrement étant les mêmes, le nombre de rayons δ est de la forme $\frac{(\mathrm{d}N)_\delta}{\mathrm{d}x} = h\left(\frac{z^2}{\beta^2}\right) \sim \frac{kz^2}{\beta^2}$.

La fonction h est établie expérimentalement dans l'émulsion utilisée pour une particule α qui se termine dans l'émulsion $\left(\text{le parcours restant donne } \beta = \frac{v}{c}\right)$ L'expérience montre qu'il y a pratiquement proportionnalité [100], [101].

7° *La longueur d'amincissement des traces des noyaux lourds.* — La trace des noyaux lourds de la composante primaire du rayonnement cosmique s'amincit à partir du moment où la vitesse est suffisamment basse pour que le noyau capture des électrons, ce qui diminue sa charge apparente. D'après un calcul de Freier et al. [100], la longueur d'amincissement serait proportionnelle à z^2. D'après des publications ultérieures [102], [103], [104], il semble que les noyaux capturent les électrons plus tôt qu'il n'avait été supposé et que la longueur d'amincissement soit plutôt de la forme $L = Kz$.

8° *La mesure de la courbure de la trace dans un champ magnétique.* — L'impulsion p de la particule est proportionnelle à $H\rho$. On sait que la méthode de déviation magnétique est couramment utilisée à la chambre à détente, où l'on observe des traces ayant un ou même plusieurs décimètres de longueur. Il est pratiquement impossible de l'appliquer à l'intérieur de l'émulsion sur des traces qui mesurent tout au plus quelques millimètres. La méthode de déviation magnétique à l'extérieur de l'émulsion a été appliquée par Barkas [105] aux mésons artificiellement produits, par Powell et Rosenblum [106], puis Franzinetti [107] aux particules cosmiques.

Pour identifier une particule, il faut connaître les trois quantités indépendantes M, z, v. Ces quantités sont liées de façon différente dans les renseignements obtenus par les différentes techniques d'exploitation. *En général, il faut donc appliquer simultanément plusieurs techniques d'exploitation à la même trace pour identifier la particule qui l'a produite.* On trouvera des exemples de telles applications dans l'article de revue générale sur les mésons, rédigé par Powell [108]; d'autres exemples, relatifs aux noyaux lourds sont donnés par Freier [100], Bradt et Peters [101], d'autres exemples, relatifs aux particules très énergiques, sont donnés par Occhialini [98].

On se reportera avec profit à des mises au point ou articles plus anciens de Shapiro [109], en 1941; Demers [110], en 1947; Yagoda [111], en 1949, ainsi qu'à la partie intéressant la physique nucléaire des volumes de comptes rendus des récents congrès internationaux de photographie de Bristol [112], en mars 1950, et de Paris [113], en septembre 1951.

Manuscrit reçu le 6 octobre 1952.

Note ajoutée aux épreuves. — A. Beiser vient de publier dans *Rev. Mod. Phys.* une revue d'ensemble [116] de la technique des émulsions nucléaires concernant l'affaissement des émulsions, je signale qu'il admet des résultats de Rotblat et Taï [117], [118] avec lesquels j'ai été [89] et continue à être [115] en désaccord. *Référence ajoutée sur épreuves :* [119].

BIBLIOGRAPHIE.

[1] Becquerel H. — *C. R. Acad. Sc.*, 1896, **122**, 420.
[2] Becquerel H. — *C. R. Acad. Sc.*, 1896, **122**, 501.
[3] Becquerel H. — *C. R. Acad. Sc.*, 1896, **122**, 559.
[4] Crookes W. — *Proc. Roy. Soc.*, 1903, A **81**, 405.
[5] Elster et Geitel. — *Physik Z.*, 1903, **15**, 437.
[6] Regener. — *Verh. dsch. Phys. Ges.*, 1908, **19**, 78 et 351.
[7] Rutherford et Geiger. — *Proc. Roy. Soc.*, 1908, A **81**, 141.
[8] Geiger et Rutherford. — *Phil. Mag.*, 1912, **24**, 618.
[9] Geiger. — *Physik Z.*, 1913, **14**, 1129.
[10] Mügge O. — *Centralblat für mineralogie*, 1909, **71**, 114 et 142.
[11] Kinoshita S. — *Proc. Roy. Soc.*, 1910, **83**, 432.
[12] Reinganum M. — *Physik Z.*, 1911, **12**, 1076.
[13] Michl W. — *Akad. Wiss. Wien*, 1912, **121**, 1431.
[14] Marsden E. et Darwin C. G. — *Proc. Roy. Soc.*, 1912, A **87**, 17.
[15] Wilson C. T. R. — *Proc. Roy. Soc.*, 1911, **85**, 285.
[16] Wilson C. T. R. — *Proc. Roy. Soc.*, 1912, **87**, 277.
[17] Blau M. — *Akad. Wiss. Wien*, 1925, **134**, 427.
[18] Blau M. — *Z. Physik*, 1925, **34**, 285.
[19] Blau M. — *Akad. Wiss. Wien*, 1927, **136**, 469.
[20] Blau M. — *Z. Physik*, 1928, **48**, 751.
[21] Kirsh G. et Petterson H. — *Z. Physik*, 1927, **42**, 641.
[22] Wambacher H. — *Akad. Wiss. Wien*, 1931, **140**, 271.
[23] Blau M. et Wambacher H. — *Akad. Wiss. Wien*, 1932, **141**, 617.
[24] Jdanov A. — *J. Physique Rad.*, 1935, **6**, 233.
[25] Taylor H. J. — *Proc. Roy. Soc.*, 1935, **150**, 382.
[26] Blau M. et Wambacher H. — *Nature*, 1937, **140**, 585.
[27] Brode R. L., Mac Pherson H. G. et Starr M. A. — *Phys. Rev.*, 1936, **50**, 581.
[28] Livingston M. S. et Bethe H. A. — *Rev. Mod. Physics*, 1937, **9**, 245.
[29] Powell C. F. et Fertel G. E. F. — *Nature*, 1939, **144**, 115.
[30] Cockroft et Lewis. — *Proc. Roy. Soc.*, 1936, A **154**, 251.
[31] Bonner T. W. et Brubaker W. M. — *Phys. Rev.*, 1935, **47**, 910.
[32] Bonner T. W. et Brubaker W. M. — *Phys. Rev.*, 1936, **50**, 308.
[33] Powell C. F., Occhialini G. P. S., Livesey D. L. et Chilton L. V. — *J. Sc. Instr.*, 1946, **23**, 102.
[34] Perkins D. H. — *Nature*, 1947, **159**, 126.
[35] Occhialini G. P. S. et Powell C. F. — *Nature*, 1947, **159**, 189.
[36] Lattès C. M. G., Muirhead H., Occhialini G. P. S. et Powell C. F. — *Nature*, 1947, **159**, 694.
[37] Lattès C. M. G., Occhialini G. P. S. et Powell C. F. — *Nature*, 1947, **160**, 453 et 487.
[38] Tsien San-Tsiang, Chastel R., Ho Zah-Wei et Vigneron L. — *C. R. Acad. Sc.*, 1946, **223**, 986.
[39] Gardner E. et Lattès C. M. G. — *Science*, 1948, **107**, 270.
[40] Burfening J., Gardner E. et Lattès C. M. G. — *Phys. Rev.*, 1949, **75**, 382.
[41] Leprince-Ringuet L., Hoang Tchang Fong, Jauneau L. et Morellet D. — *C. R. Acad. Sc.*, 1948, **226**, 1897.
[42] Leprince-Ringuet L. et Lhéritier M. — *C. R. Acad. Sc.*, 1944, **219**, 618.

[43] ROCHESTER G. D. et BUTLER C. C. — *Nature*, 1947, **160**, 855.
[44] FREIER P., LOGFREN E. J., NEY E. P., OPPENHEIMER F., BRADT H. L. et PETERS B. — *Phys. Rev.*, 1948, **74**, 213.
[45] FREIER P., LOGFREN E. J., NEY E. P. et OPPENHEIMER F. — *Phys. Rev.*, 1948, **74**, 1818.
[46] BRADT H. L. et PETERS B. — *Phys. Rev.*, 1948, **74**, 1828.
[47] DILWORTH C. C., OCCHIALINI G. P. S. et PAYNE R. P. — *Nature*, 1948, **162**, 102.
[48] DILWORTH C. C., OCCHIALINI G. P. S. et VERMAESEN L. — Photographic sensitivity (Butterworth, London, 1951, p. 297).
[49] DILWORTH C. C., OCCHIALINI G. P. S. et VERMAESEN L. — *Bull. Cent. Phys. nucl. Univ. Bruxelles*, n° 13 (février 1950) et n° 13 *b* (mars 1951).
[50] DILWORTH C. C., OCCHIALINI G. P. S. et SAMUEL E. — *Bull. Cent. Phys. nucl. Univ. Bruxelles*, n° 2 (août 1948).
[51] PICCIOTTO E. — *Bull. Cent. Phys. nucl. Univ. Bruxelles*, n° 4 (novembre 1948).
[52] VIGNERON L. et BOGDARDT M. — *J. Physique Rad.*, 1950, **11**, 283.
[53] VIGNERON L. — *C. R. Acad. Sc.*, 1950, **231**, 1473.
[54] FARAGGI H. et ALBOUY G. — *C. R. Acad. Sc.*, 1948, **226**, 717.
[55] ALBOUY G. et FARAGGI H. — *J. Physique Rad.*, 1949, **10**, 105.
[56] FARAGGI H. — *C. R. Acad. Sc.*, 1948, **227**, 527.
[57] WEBB J. H. — *Phys. Rev.*, 1948, **74**, 511.
[58] BERRIMAN R. W. — *Nature*, 1948, **161**, 432.
[59] ROSS M. A. S. et ZAJAC B. — *Nature*, 1948, **162**, 923.
[60] BERRIMAN R. W. — *Nature*, 1948, **162**, 992.
[61] Kodak research laboratories : Note on the properties, handling, and processing, of Kodak NT 4 plates.
[62] Ilford research laboratories : notice technique, 1er août 1949.
[63] LEPRINCE-RINGUET L., BOUSSER F., HOANG TCHANG-FONG, JEAUNAU L. et MORELLET D. — *C. R. Acad. Sc.*, 1949, **229**, 1.
[64] DAVIES J. H., LOCK W. O. et MUIRHEAD H. — *Phil. Mag.*, 1949, **40**, 1250.
[65] BROWN R., CAMERINI U., FOWLER P. H., MUIRHEAD H. et POWELL C. F. (un événement observé). — *Nature*, 1949, **163**, 82.
[66] HARDING J. B. (deux événements observés). — *Phil. Mag.*, 1950, **41**, 405.
[67] FOWLER P. H., MENON M. G. K., POWELL C. F. et ROCHAT O. (un événement observé). — *Phil. Mag.*, 1951, **42**, 1040.
[68] HODGSON P. E. (un événement observé). — *Phil. Mag.*, 1951, **42**, 1060.
[69] Laboratoire Leprince-Ringuet (un événement), Communication privée, 1951.
[70] O'CEALLAIGH C. (quatre événements, dont deux se prêtant aux mesures). — *Phil. Mag.*, 1951, **42**, 1032.
[71] HOPPER V. P. et BISWAS S. — *Phys. Rev.*, 1950, **80**, 1099.
[72] CARLSON A. G., HOOPER J. E. et KING D. T. — *Phil. Mag.*, 1950, **41**, 701.
[73] BJORKLAND R., CRANDALL W. E., MOYER B. J. et YORK H. F. — *Phys. Rev.*, 1950, **77**, 213.
[74] CARLSON A. G., HOOPER J. E. et KING D. T. — *Phil. Mag.*, 1950, **41**, 701.
[75] WEISSKOPF V. — *Phys. Rev.*, 1937, **52**, 293.
[76] HARDING J. B., LATTIMORE S. A. et PERKINS D. H. — *Proc. Roy. Soc.*, 1949, A **196**, 325.
[77] LE COUTEUR K. — *Proc. Phys. Soc.*, 1950, A **63**, 259-498.
[78] BROWN R. H., CAMERINI U., FOWLER P. H., HEITLER H., KING D. T. et POWELL C. F. — *Phil. Mag.*, 1949, **40**, 862.
[79] BERNARDINI G., CORTINI G. et MANFREDINI A. — *Phys. Rev.*, 1950, **79**, 952.
[80] HODGSON P. E. — *Phil. Mag.*, 1951, **42**, 82.
[81] HARDING J. B. — *Phil. Mag.*, 1951, **42**, 63.
[82] CRUSSARD L. — *C. R. Acad. Sc.*, 1951, **233**, 611.
[83] ROCHESTER G. D. et BUTLER C. C. — *Nature*, 1947, **160**, 855.
[84] ROCHESTER G. D. et BUTLER C. C. — *Proc. Phys. Soc.*, 1947, A **61**, 535.
[85] SERIFF A. J., LEIGHTON R. B., HSIAO C., COWAN E. W. et ANDERSON C. D. — *Phys. Rev.*, 1950, **78**, 290.
[86] ARMENTEROS R., BARKER K. H., BUTLER C. C., CACHON A. et CHAPMAN A. H. — *Nature*, 1951, **167**, 501.
[87] ROCHESTER G. D., et ROSSER W. G. V. — Reports on progress in physics, p. 227-287, vol. XIV (édité par *Phys. Soc. London*, 1951).
[88] ALBOUY G. — *C. R. Acad. Sc.*, 1950, **230**, 1351.
[89] VIGNERON L. — *J. Physique Rad.*, 1949, **10**, 305.
[90] LIVINGSTON M. S. et BETHE H. A. — *Rev. Mod. Physics*, 1937, **9**, 245.
[91] PICKUP E. et VOYVODIC L. — *Phys. Rev.*, 1950, **80**, 89.
[92] MAC DIARMID I. B. — *Phys. Rev.*, 1951, **84**, 851.
[93] WICK G. C. — *Nuovo Cimento*, 1943, **1**, 302.
[94] HODGSON P. E. — *Phil. Mag.*, 1950, **41**, 725.
[95] GOLDSCHMIDT-CLERMONT Y. — *Nuovo Cimento*, 1950, **7**, 33.
[96] FOWLER P. H.. — *Phil. Mag.*, 1950, **41**, 169.
[97] GOTTSTEIN K., MENON M. G. K., MULVEY J. H., O'CEALLAIGH G. et ROCHAT O. — *Phil. Mag.*, 1951, **42**, 708-721, 932-951, 1050-1059, 1089-1095 et 1232-1240.
[98] OCCHIALINI G. P. S. — *Bull. Cent. Phys. nucl. Univ. Bruxelles*, n° 11 *a* (février 1950).
[99] MOLIÈRE. — *Z. Naturf.*, 1948, **2** *a*, 133; 1951, **3** *a*, 78.
[100] FREIER P., LOFGREN E.J., NEY E. P. et OPPENHEIMER. F. — *Phys. Rev.*, 1948, **74**, 1818.
[101] BRADT H. L. et PETERS B. — *Phys. Rev.*, 1948, **74**, 1828.
[102] PERKINS. — *Proc. Roy. Soc.*, 1950, A **203**, 239.
[103] HOANG TCHANG-FONG, *J. Physique Rad.*, 1951, **12**, 739.
[104] HOANG TCHANG-FONG. — *Nature*, 1951, **167**, 644.
[105] BARKAS W. H., BISHOP A. S., GARDNER E. et LATTÈS C. M. G. — *Phys. Rev.*,
[106] POWELL C. F. et ROSENBLUM S. — *Nature*, 1948, **161**, 473.
[107] FRANZINETTI C. — *Phil. Mag.*, 1950, **41**, 86.
[108] POWELL C. F. — *Reports on progress in physics*, 1950, **13**, 350.
[109] SHAPIRO. — *Rev. Mod. Physics*, 1941, **13**, 58.
[110] DEMERS P. — *Canad. J. Research.*, 1947, A **25**, 223.
[111] YAGODA H. — Radioactive measurements with nuclear émulsions (John Wiley and Sons, New-York, 1949).
[112] Photographie sensitivity (Butterworth scientific publications, London, 1951).
[113] Sous presse (édité par *Science et Industrie photographique*, Paris, 1953).
[114] BOGAARDT M. et VIGNERON L. — *J. Physique Rad.*, 1950, **11**, 652.
[115] VIGNERON L. — *Thèse*, Paris, 1952 et *J. Physique Rad.*, 1953 (sous presse).
[116] BEISER A. — *Rev. Mod. Physics*, 1952, **24**, 273.
[117] ROTBLAT J. et TAÏ C. T. — *Nature*, 1949, **164**, 835.
[118] ROTBLAT J. et TAÏ C. T. — Photographic sensitivity p. 331 (Butterworth scientific publications, London, 1951).
[119] MARGUIN G. — *J. Physique Rad.*, 1953, **14**, 43.

LETTRES A LA RÉDACTION

PROCÉDÉ ASSURANT LA STABILITÉ ET L'ÉGALITÉ DES LARGEURS DE BANDES DANS UN SÉLECTEUR D'AMPLITUDE D'IMPULSIONS

Par H. Guillon,
Commissariat à l'Énergie atomique,
Centre d'Études nucléaires de Saclay (Seine-et-Oise).

Principalement utilisés en Physique nucléaire, les sélecteurs d'amplitude d'impulsions ont pour fonction de déterminer la répartition des impulsions provenant d'un détecteur tel qu'un compteur proportionnel.

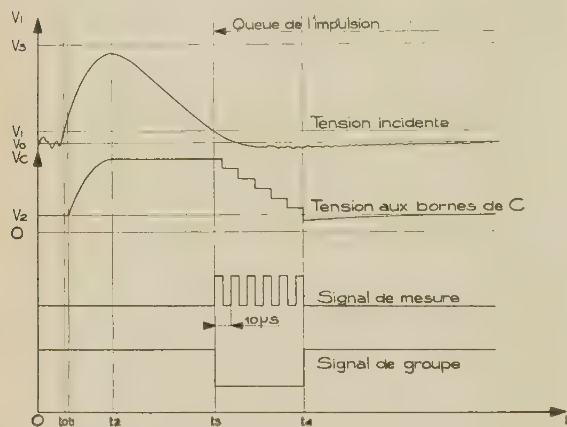


Fig. 1.

La plupart des sélecteurs actuels sont constitués de discriminateurs, le seuil de chacun d'eux déterminant la limite entre deux bandes adjacentes [1]. Or, ces seuils sont susceptibles de varier indépendamment les uns des autres en raison de l'instabilité des lampes, ce qui assigne une limite inférieure à la largeur de bande utilisable (des dérives de seuil de l'ordre de 0,05 V en quelques heures sont courantes). D'autre part, la quantité de matériel utilisée pour la construction de tels sélecteurs est approximativement proportionnelle au nombre de bandes, ce qui conduit à des appareils encombrants et coûteux dès que l'on dépasse 10 ou 20 canaux. Pour ces deux raisons, leur emploi pour des analyses très fines conduit à de sérieuses difficultés.

Utilisant un principe de fonctionnement tout à fait différent, D. H. Wilkinson a construit un sélecteur d'amplitude exempt de ces défauts [2]. Dans cet appareil, on charge un condensateur à l'amplitude maximum de l'impulsion appliquée à l'entrée; ce condensateur est déchargé ensuite linéairement en fonction du temps; pendant la durée de la décharge, on compte le nombre de périodes d'un oscillateur de fréquence fixe; ce nombre donne une mesure de l'amplitude de l'impulsion.

Nous avons retenu de ce procédé le principe essentiel suivant : les largeurs de bandes sont déterminées successivement par le même mécanisme, ce qui assure automatiquement leur égalité.

Dans l'appareil que nous décrivons, le condensateur préalablement chargé à l'amplitude de l'impulsion est ensuite déchargé par autant de quantités d'électricité égales entre elles qu'il est nécessaire pour le ramener à son état de charge initial (*fig.* 1). Les décharges successives sont effectuées par un circuit connu sous le nom de « pompe à diodes » [3].

On recueille à la sortie de l'appareil un train d'impulsions égales en nombre aux « coups de pompe » nécessaires pour décharger le condensateur. Chaque train d'impulsions est envoyé au dispositif d'enregistrement [2], [4].

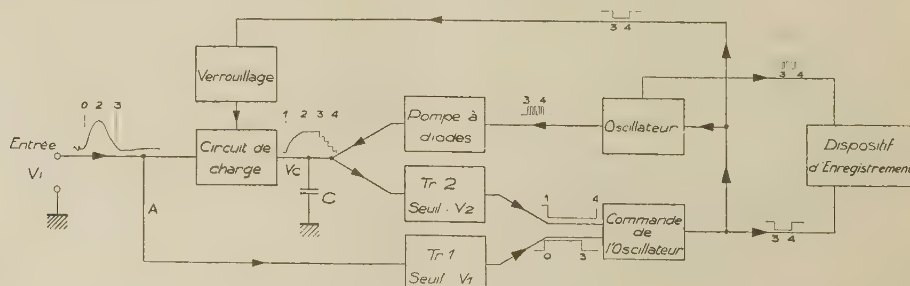


Fig. 2.

Le diagramme de la figure 2 indique le rôle des différents organes de l'appareil. Le seuil V_1 doit être réglé au-dessus de la tension de bruit de fond; le seuil V_2, qui définit le niveau à partir duquel on commence l'analyse, est choisi par l'utilisateur.

Différents circuits annexes sont prévus : pour interdire le fonctionnement du circuit de charge pendant la période $t_3 t_4$ (verrouillage représenté sur la figure 2), ou durant la « queue » de l'impulsion incidente et pour décharger rapidement le condensateur dans le cas où l'on désire éliminer les impulsions dépassant un niveau déterminé V_3.

Le circuit de verrouillage peut être également commandé par un signal extérieur, ce qui permet certaines mesures en coïncidences.

L'appareil est conçu de telle façon que l'on puisse effectuer l'étalonnage ainsi que le réglage des seuils V_2 et V_3 et la largeur de bande à l'*aide d'une tension continue* appliquée à l'entrée de l'appareil; on doit alors couper la liaison A (*fig.* 2) et provoquer les cycles de décharge du condensateur en connectant le trigger Tr_1 à un générateur d'impulsions.

Performances. — L'appareil réalisé permet l'analyse d'impulsions dans un intervalle ($V_3 - V_2$) compris entre 5 et 50 V, qui peut être déplacé à volonté par rapport au niveau d'origine V_0 des impulsions; il n'est donc pas nécessaire d'avoir recours à une « loupe électronique ».

La largeur de bande est réglable entre 0,1 et quelques volts et le nombre de bandes d'analyse peut aisément dépasser 100.

Les essais de fidélité ont montré que, au cours de périodes de fonctionnement de 10 h, la largeur de bande est stable à $\pm$ 0,2 pour 100 près et que le niveau de référence V_2 de l'ensemble des bandes est défini à $\pm$ 0,03 V près.

L'appareil comporte 27 tubes, dont 9 sont utilisés pour les circuits annexes. Sa mise au point ne présente pas de difficultés particulières.

Je remercie vivement M. C. Davila qui a réalisé l'appareil et effectué sa mise au point.

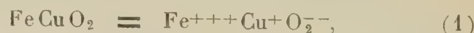
[1] Valladas G. — *J. Physique Rad.*, 1950, **11**, 501-506.
[2] Wilkinson D. H. — *Proc. Camb. Phil. Soc.*, 1950, **46**, 508-518.
[3] Chance Britton et al. — Waveforms, p. 614-619 (Mc Graw Hill Book Co, New-York, 1949).
[4] Gatti E. — *Il Nuovo Cimento*, 1950, **7**, 1-19.

Manuscrit reçu le 16 décembre 1952.

SUR L'ÉTAT DE VALENCES DANS LE COMPOSÉ $FeCuO_2$

Par Claude Delorme et Félix Bertaut,
Laboratoire d'Électrostatique et de la Physique du Métal, Institut Fourier, Grenoble.

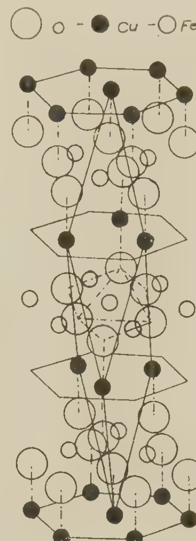
Le composé $FeCuO_2$ a une structure rhomboédrique [1] (*figure*) dans laquelle chaque atome Fe est entouré d'un octaèdre d'atomes d'oxygène alors que chaque atome Cu n'a que deux voisins O en ligne droite. Ce corps peut être considéré comme la combinaison, soit des oxydes FeO et CuO, soit des oxydes Fe_2O_3 et Cu_2O. On peut alors hésiter entre les formules ioniques (1) et (2).



$$FeCuO_2 = Fe^{+++}Cu^{+}O_2^{--}, \quad (1)$$



$$FeCuO_2 = Fe^{++}Cu^{++}O_2^{--}. \quad (2)$$



Description rhomboédrique : $a = 5{,}96$ Å, $\alpha = 29°26'$, Cu en (000), Fe en $(\frac{1}{2}\frac{1}{2}\frac{1}{2})$, 2 O en $\pm(\frac{1}{9}\frac{1}{9}\frac{1}{9})$.
Description hexagonale : $a = 3{,}03$ Å, $c = 17{,}09$ Å.

Les faits suivants militent en faveur de la formule (1) :

1° la préparation par synthèse à partir de $Fe_2O_3 + Cu_2O$ est presque quantitative, alors qu'à partir de FeO + CuO le rendement est pauvre ([1]);

2° les nombres de coordination de Fe et Cu sont dans le rapport 3 : 1;

3° dans Cu_2O, les atomes de Cu ont également la coordination 2;

4° la distance Fe — O = 1,99 Å correspond exactement à la somme des rayons de O^{--} ($r = 1{,}32$ Å) et de Fe^{+++} ($r = 0{,}67$ Å).

Le fait que la distance Cu—O = 1,89 Å dans ce composé est intermédiaire entre les distances correspondantes dans Cu_2O (1,84 Å) et dans CuO (1,95 Å), nous a incité à calculer l'énergie électrostatique des modèles (1) et (2) et, d'une façon plus générale, celle du corps de formule



$$Fe^{(3-x)+}\,Cu^{(1+x)+}\,O_2^{--}.$$

Nous nous sommes servis de la relation suivante, développée par l'un de nous [2] et donnant l'énergie électrostatique d'une maille ([2]) :

$$W = \frac{1}{2\pi V}\sum_h \frac{|F(h)|^2}{h^2}|\varphi(h)|^2 - \int_{-\infty}^{+\infty}|\varphi(h)|^2\,dh\sum_j q_j^2$$

([1]) On obtient, de plus, du cuivre métallique et du ferrite de cuivre.

([2]) La série W converge très rapidement. On a, avec les

(pour les notations, cf. *loc. cit.*). Nous avons trouvé l'expression numérique suivante de l'énergie électrostatique par molécule-gramme :

$$W(x) \text{ en eV} = -3{,}81x^2 + 23{,}21x - 108{,}07$$

qui prend les valeurs

$$W(0) = -108{,}7 \text{ eV}$$

ou

$$-2\,501 \text{ kcal/mol} \quad \text{pour la formule (1)},$$

$$W(1) = -88{,}7 \text{ eV}$$

ou

$$-2\,052 \text{ kcal/mol} \quad \text{pour la formule (2)}.$$

Entre ces deux valeurs $W(x)$ varie d'une manière monotone.

La part homopolaire de l'énergie de liaison est inconnue. On peut cependant raisonner par analogie. Dans Cu_2O, l'énergie de cohésion expérimentale est en valeur absolue de 14 pour 100 supérieure à celle calculée dans l'hypothèse de liaisons purement ioniques ce que l'on attribue au caractère fortement homopolaire des liaisons Cu—O. Un caractère homopolaire des liaisons $Cu^{--}O$ (3) dans $FeCuO_2$ ne ferait donc qu'accroître l'énergie de liaison de $Fe^{+++}Cu^{+}O_2^{--}$ en valeur absolue. En conclusion, la formule (1) paraît être aussi la plus probable au point de vue énergétique.

[1] Soller W. et Thomson A. J. — *Bull. Amer. Phys. Soc.*, 1935, **10**, 17.
[2] Bertaut F. — *J. Physique Rad.*, 1952, **13**, 499.

Manuscrit reçu le 23 décembre 1952.

premiers 6 termes $W(0) = -111{,}1$ eV et avec les 64 termes suivants $W(0) = -108{,}7$ eV.

(3) Le fait que la distance Cu—O est ici plus grande que dans Cu_2O laisse cependant prévoir un caractère homopolaire moins prononcé.

DONNÉES PRÉLIMINAIRES SUR LES RELATIONS ENTRE DÉFAUTS DE RÉSEAU ET ABSORPTION HERTZIENNE DEBYE DES OXYDES DE FER

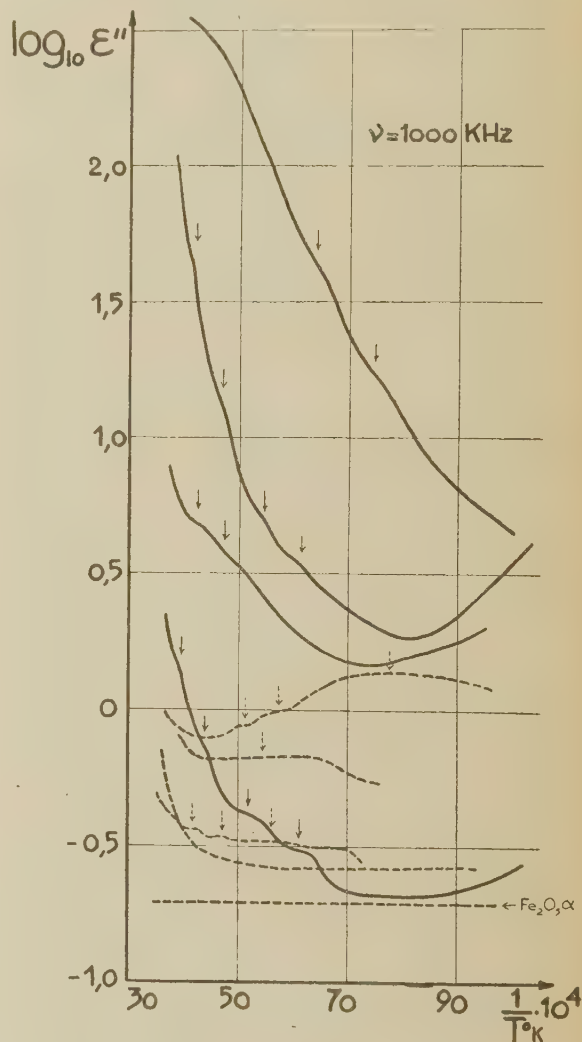
Par MM. René Freymann,
Raymond Rohmer et Bernard Hagene,

Laboratoires de Physique et de Chimie minérale,
Faculté des Sciences, Rennes.

Des travaux antérieurs [1] ont montré que l'absorption Debye hertzienne permet d'étudier les défauts de réseau des semi-conducteurs (et des oxydes notamment : ZnO, UO_2, etc.). Nous nous proposons d'apporter, ici par la figure 1, des données préliminaires montrant que les *divers oxydes de fer peuvent présenter également des absorptions hertziennes Debye liées aux défauts de réseau.*

Si l'absorption ε'' était liée seulement à la conductivité électronique ou ionique, les courbes $\text{Log}\,\varepsilon'' - \frac{1}{T}$ seraient des droites. La figure 1 montre qu'il n'en est rien et que de nombreux maxima Debye apparaissent. En outre, les courbes se rassemblent approximativement en deux groupes : les unes pour les mélanges Fe_3O_4-Fe_2O_3 (absorptions faibles, courbes en traits pointillés); les autres pour les mélanges FeO—Fe_3O_4 (fortes absorptions, courbes en traits pleins).

Cette technique présente l'avantage de permettre



l'examen de poudres, sans exiger un traitement spécial préalable; les mesures, très simples, s'effectuent à basse température (et non à chaud). Étant donné le rôle probable des défauts de réseau dans certains phénomènes magnétiques présentés par les oxydes, il semble que ce nouveau procédé d'examen des défauts de réseau pourra apporter d'utiles renseignements, concurremment aux données magnétiques, de rayons X, etc.

[1] Freymann Mme M. et R. — *C. R. Acad. Sc.*, 1952, **235**, 1125 et *J. Physique Rad.*, 1952, **13**, 589.

Manuscrit reçu le 26 décembre 1952.

Note ajoutée à la correction des épreuves. — Il convient de rapprocher nos résultats des travaux suivants sur les propriétés diélectiques et magnétiques des ferrites : Galt, Matthias et Remeika. — *Phys. Rev.*, 1950, 79, 391; Koops. — *Phys. Rev.*, 1951, 83, 121; Kamiyoshi. — *Phys. Rev.*, 1951, 84, 374.

MONTAGE ENREGISTREUR A GRANDE RÉSOLUTION POUR SPECTROGRAPHIE RAMAN

Par M. Dupeyrat,
L. R. P. S., Sorbonne.

Dispositif expérimental. 1° — *Optique.* — La source est une lampe à vapeur de mercure verticale refroidie par eau, fonctionnant en courant continu (puissance consommée 2 à 3 kW).

Un condenseur forme l'image de l'arc dans une cuve cylindrique d'axe vertical; un système de deux prismes rend la trace du faisceau primaire parallèle à la fente d'entrée du spectrographe.

Deux lentilles forment, l'une, l'image de la face de sortie de la cuve sur la fente, l'autre, placée sur la fente, l'image du fond de la cuve sur l'objectif (lentille de champ).

Le système dispersif est constitué par un spectrographe B 3 ouvert à $f/8$ de la S. G. O. (dispersion de 10 à 14 Å dans la région intéressante).

Dans le plan du spectre, un chariot porte une fente courbe (courbure moyenne dans la région spectrale habituellement utilisée) et se déplace grâce à une vis de précision entraînée par un moteur synchrone (pas de la vis : 1 mm, vitesses d'entraînement : 1 t/mn, 1 t/30 mn, 1 t/3 h).

Une pièce en cours d'usinage donnera des tops tous les *n* tours de la vis, cela pour permettre de repérer d'éventuels glissements de la vitesse du moteur d'entraînement de la vis, par rapport à celle du moteur de déroulement du papier dans le système enregistreur (Speedomax).

Le faisceau sortant de la fente est repris par un condenseur en position fixe qui donne l'image d'un diaphragme de l'objectif de chambre du spectrographe sur la photocathode d'un multiplicateur d'électrons; cette méthode est utilisée à Bellevue sur le spectrographe enregistreur du Professeur Jacquinot.

2° *Électronique.* — Le récepteur est un multiplicateur photoélectrique Lallemand à 19 étages en atmosphère sèche, refroidi dans une chambre froide à — 12°.

L'alimentation du multiplicateur est une alimentation stabilisée 2 500 V qui sera décrite ultérieurement et qui nous a été fournie par M. Bosson (Observatoire).

L'amplificateur à courant continu que nous avons construit, utilise deux lampes avec contre-réaction commune par la résistance cathodique (son principe a été donné par Miller [1]). Nous avons utilisé des RV 12P 2 000 pour des raisons d'opportunité, d'autres lampes à bon isolement de grille conviendraient également; la résistance d'entrée de l'amplificateur croît de 10 à 1250 MΩ, on peut mettre en parallèle des capacités de 0,1 à 1 μF dont l'isolement est de l'ordre de 10 000 à 40 000 MΩ; la plus grande constante de temps du système n'est pas utilisée dans les mesures habituelles.

Le courant de chauffage de l'amplificateur est fourni par des accus tamponnés par une batterie d'auto 90 Ah; la haute tension, 70 V, provient d'une alimentation stabilisée de type classique.

Le potentiomètre enregistreur mesure la différence de potentiel entre les deux anodes des lampes de l'amplificateur.

Lorsque le tamponnage est réalisé (ce qui demande un quart d'heure), le zéro de l'amplificateur ne dérive pas de plus de 0,1 mV par jour.

Dans ces conditions, le fonctionnement du multiplicateur introduit une dérive qui est due aux variations de température de la photocathode; on élimine cette dérive en refroidissant le tube à — 12° en même temps que l'on divise par un coefficient compris entre 5 et 10 le courant d'obscurité et corrélativement les fluctuations détectées par l'amplificateur.

3° *Résultats.* — Il est possible d'enregistrer confortablement des raies Raman excitées par 4 358 Å; la raie Stokes à 992 cm^{-1} du benzène en une demi-heure avec une fente d'entrée de 2 à 3/100e et une fente de sortie de 1 à 1,5/100e de millimètre.

Pour le repérage précis des fréquences, nous avons fait construire par M. Hoffacker une lampe à cathode creuse en fer (diamètre : 2 mm, profondeur : 30 mm, pression d'argon : 4 mm) qui nous permet de marquer avant et après l'enregistrement quelques raies du fer.

Les premiers essais ont été entrepris en collaboration avec M. Brochard.

[1] Miller S. E. — *Electronics*, 1941, **14**, 27-31 et 105-109.

Manuscrit reçu le 27 décembre 1952.

SPECTROGRAPHE PHOTOÉLECTRIQUE A DOUBLE FAISCEAU ET A HAUTE RÉSOLUTION

Par MM. Jean Brochard et Pierre Jacquinot,
Laboratoire Aimé Cotton, C. N. R. S., Bellevue.

Le grand spectrographe à prisme liquide de Bellevue, dont les caractéristiques ont été exposées plusieurs fois [1] est muni, depuis près de deux ans, d'un système photoélectrique enregistreur à double faisceau, qui permet d'enregistrer des raies faibles, avec tout le pouvoir de résolution disponible (200 000 dans le bleu).

Le faisceau issu de la source est divisé en deux faisceaux A et B. Le faisceau A passe dans le spectrographe et le spectre est exploré par une fente mobile (course 25 mm). Après cette fente, un wollaston, suivi d'une lame demi-onde placée sur l'une des deux polarisations, permet de polariser le faisceau A sans perte. Le faisceau B passe à travers un diaphragme D, d'éclairement uniforme; la partie utile de D est limitée par un « couteau » mobile C commandé par

un servomoteur diphasé et auquel est fixé le crayon inscripteur. Suivant la forme du diaphragme, l'échelle d'intensité est linéaire (D carré), en $\sqrt{I}$ (D triangulaire) ou logarithmique. L'échelle en $\sqrt{I}$ est pratique pour des raies d'intensités très différentes et facile à réaliser avec précision. Le faisceau B, convenablement atténué est ensuite polarisé (par un polaroïd) à angle droit du faisceau A auquel il est mélangé au moyen d'une glace inclinée. Un glazebrook tournant à la vitesse de 12,5 t/s « module » l'ensemble des faisceaux A et B, qui est ensuite reçu sur une cellule à multiplicateur refroidie à l'azote liquide. Des lentilles convenablement placées forment l'image de l'objectif du spectrographe sur la photocathode.

Le flux lumineux reçu par la cellule est

$$\Phi = a\cos^2\omega t + b\sin^2\omega t = \frac{a+b}{2} + \frac{a-b}{2}\cos 2\omega t.$$

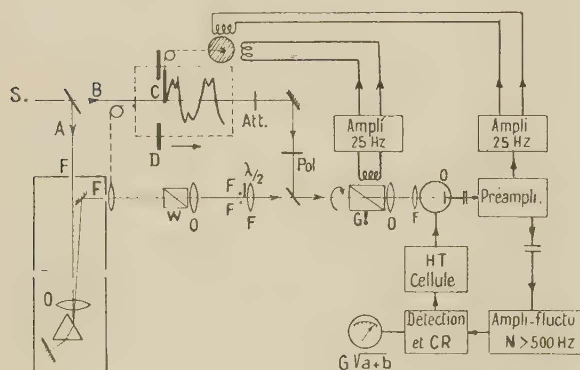


Schéma de principe de l'ensemble.
Les lettres placées dans les divers plans optiques indiquent les plans conjugués (l'échelle optique n'est pas respectée).

a et b étant les flux transportés par les faisceaux A et B. Seule la partie alternative, non nulle lorsque $a - b \neq 0$ et dont la phase change de π suivant le signe de $a - b$ est transmise à un amplificateur accordé sur 25 Hz : un enroulement du servomoteur est alimenté par cet amplificateur, l'autre par une tension à 25 Hz, en quadrature, produite par un petit alternateur solidaire du glazebrook tournant. Le système s'équilibre ainsi automatiquement de façon à maintenir constamment $a = b$.

Toutes choses égales par ailleurs, le système est d'autant plus rapide qu'à une variation dy du déplacement du couteau correspond une variation da plus grande; si $\frac{da}{dy}$ augmente (raies intenses), le servomécanisme risque de devenir instable et, d'autre part, les fluctuations statistiques absolues de lumière, proportionnelles à $\sqrt{a}$, sont plus grandes. Nous avons donc introduit un dispositif d'asservissement du gain général G de l'amplification au niveau de lumière. On peut songer à asservir le gain G au flux incident de telle sorte que le produit aG reste constant : cette solution conduirait à travailler toujours aussi lentement qu'avec les plus faibles niveaux de lumière. Aussi avons-nous utilisé un système qui rend $G\sqrt{a}$ constant et qui ne nécessite aucune amplification de composante continue. Il suffit d'amplifier les *fluctuations* du courant photoélectrique produit par $(a + b)$: ces fluctuations convenablement amplifiées, filtrées à $N > 500$ Hz (pour ne pas être gêné par le signal $(a - b)\cos 2\omega t$ beaucoup plus intense) et détectées fournissent un signal continu de quelques volts, de valeur $\propto G\sqrt{a+b} = G\sqrt{2a}$ suffisant pour agir sur le dispositif d'alimentation de la cellule à multiplicateur d'électrons de telle sorte que $G\sqrt{a}$ reste constant. Dans de larges limites, ce système donne, sans toucher aux réglages, des fluctuations enregistrées sensiblement constantes, tout en permettant une rapidité d'enregistrement proportionnelle à la racine carrée de l'intensité maximum enregistrée.

Les enregistrements se font sur papier ordinaire de format 21 × 27 cm : la dispersion utilisée est, en général, de 10 cm/Å dans le bleu et peut être aisément modifiée.

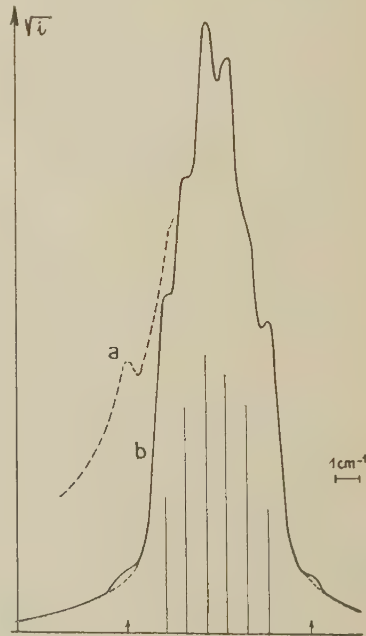
[1] Couder A. — *J. Physique Rad.*, 1937, **8**, 99 S. — Brochard J. — *Ann. Physique*, 1951, **6**, 15.

Manuscrit reçu le 27 décembre 1952.

OBSERVATION DE COMPOSANTES INTERDITES DANS L'EFFET ZEEMAN, DUES AU SPIN NUCLÉAIRE

Par MM. Jean Brochard et Pierre Jacquinot,
Laboratoire Aimé Cotton, C. N. R. S., Bellevue.

L'étude des composantes interdites de l'effet Zeeman ordinaire permet, en principe, de mettre en



La dissymétrie d'intensité des composantes permises (échelle en $\sqrt{i}$) est due à l'effet Paschen-Back du multiplet (sur l'enregistrement les intensités π ne sont pas comparables aux intensités σ à cause de la polarisation par le prisme).

évidence le spin nucléaire avec un pouvoir de résolution beaucoup plus faible que celui qu'exige l'étude de la structure hyperfine, à condition que l'on sache détecter des raies faibles.

En effet, lorsque l'on passe de l'effet Zeeman de structure *hyperfine* à l'effet Paschen-Back, la figure de décomposition tend, si l'on ignore la structure hyperfine de chacune des composantes, vers la figure que l'on obtiendrait en l'absence de spin nucléaire ($\Delta m_J = 0$ en π, $+1$ en σ).

Mais il existe, en outre, des composantes évanescentes ($\Delta m_I = 0, \pm 2$ en σ, ± 1 en π) si

$$J + J' \geqq 2 \qquad \text{et} \qquad I \geqq \frac{1}{2},$$

éventuellement des composantes ($\Delta m_I = \pm 3$ en σ, ± 2 en π) si

$$J + J' \geqq 3 \qquad \text{et} \qquad I \geqq 1,$$

et ainsi de suite.

Dans tous les cas, les composantes π seront masquées, du fait de la dépolarisation instrumentale inévitable, par les composantes σ autorisées qui ont même position, mais on peut observer les composantes σ, $|\Delta m_I| > 1$, et en tirer des renseignements utiles.

Considérons, par exemple, les composantes $\Delta m_I = \pm 2$. Au lieu d'utiliser le calcul général tel qu'il a été exposé par Goudsmit et Bacher [1], on peut calculer leurs intensités relatives par un calcul de perturbations du premier ordre (oH, écart normal A, constante de structure hyperfine).

On trouve ainsi pour l'intensité de l'ensemble des composantes $m_I \to m_I - 2$:

$$i = \frac{1}{(oH)^2}\left[\frac{A}{g(J)} - \frac{A'}{g(J')}\right]^2 \frac{2}{3} I(I+1)$$
$$\times K(J, m_J; J', m_J - 2).$$

Le facteur K est donné par les formules suivantes :

$$J' = J,$$

pour

$$K = c(J + m_J)(J - m_J + 1)(J + m_J - 1)(J - m_J + 2),$$

avec

$$c = \frac{i(m_J \to m_J - 1)}{(J + m_J)(J - m_J + 1)},$$

$i(m_J \to m_J - 1)$ représentant l'intensité de l'une quelconque des transitions permises σ.

De même pour $J' = J + 1$:

$$K = c(J + m_J)(J - m_J + 1)(J - m_J + 2)(J - m_J + 3),$$

avec

$$c = \frac{i(m_J \to m_J - 1)}{(J - m_J + 1)(J - m_J + 2)}$$

et pour $J' = J - 1$:

$$K = c(J + m_J)(J - m_J + 1)$$
$$\times (J + m_J - 1)(J + m_J - 2)$$

avec

$$c = \frac{i(m_J \to m_J - 1)}{(J + m_J)(J + m_J - 1)}.$$

Dans le cas où l'on peut négliger A' par rapport à A, la mesure de l'intensité relative des composantes $\Delta m_I = \pm 2$ donne alors la quantité $A^2 I(I+1)$.

L'observation, beaucoup plus difficile, des composantes $\Delta m_I = \pm 3$ donnerait de même

$$A^4(2I-1)2I(2I+2)(2I+3),$$

donc A et I.

Si l'on pouvait, en outre, résoudre la structure *hyperfine* des composantes évanescentes, la règle de sélection $\Delta m_I = 0$ étant violée, on pourrait obtenir la valeur du moment magnétique μ *directement* sans passer par l'intermédiaire de A. Dans le cas particulier de $\Delta J = 0$, les composantes évanescentes correspondant à

$$m_J = 0 \to m_J = 0 \qquad \text{et} \qquad \Delta m_I = \pm 1$$

ont, en observation longitudinale, des polarisations circulaires inverses et leur distance pourrait être mesurée, même si elle était notablement inférieure à la limite de résolution.

Nous avons cherché à observer, à titre de vérification, les composantes $\Delta m_I = \pm 2$ dans le cas de Na, dans un champ de 30 000 gauss, avec le grand spectrographe à prisme liquide de Bellevue, sur la raie jaune $3s^2S - 4p^2P_{\frac{3}{2}}$ ($R = 60\,000$ dans cette région). La figure montre un enregistrement direct [2] avec une échelle $y = K\sqrt{I}$ [2]. Les raies interdites sont plus faciles à observer si la source est poussée (courbe *a*, autoabsorption intense), mais alors les composantes permises sont élargies et saturées et les mesures d'intensité sont difficiles. Avec une source moins poussée (courbe *b*), on peut encore apercevoir la raie et l'évaluation de l'intensité est plus sûre, par rapport aux composantes dont les positions et les intensités relatives vraies sont indiquées sur la figure. L'intensité relative estimée d'après ces enregistrements est en bon accord avec l'intensité calculée (0,004 rapportée à la composante Zeeman permises la plus faible).

L'intensité des composantes évanescentes $\Delta m_I = \pm 2$ varie en raison inverse de H^2 et, à la distance (proportionnelle à H) où elles se situent, la pente du pied des composantes permises voisines varie, au plus mal, comme H^{-3} (diffraction, élargissement par résonance, etc.) : les composantes doivent donc se détacher d'autant mieux que le champ est plus intense, bien que leur intensité relative soit plus faible. Mais leur intensité absolue étant alors faible, toute la difficulté expérimentale est l'obtention de sources très intenses. L'intérêt de la méthode, qui, en principe, pourrait permettre de déterminer I et A reste donc assez limité dans l'état actuel de la technique.

[1] GOUDSMIT S. et BACHER R. F. — *Z. Physik*, 1930, **66**, 13.
[2] BROCHARD J. et JACQUINOT P. — *J. Physique Rad.*, 1953, **14**.

Manuscrit reçu le 2 janvier 1953.

COEFFICIENT DE FUGACITÉ DES VAPEURS SATURÉES. CAS DE L'EAU ET DE L'AMMONIAC

Par J. Broch,

Lycée de Nantes.

Si φ est la fugacité, p la pression d'un gaz, en posant $\chi = \frac{\varphi}{p}$, on trouve facilement

$$RT \operatorname{Log} \chi = \text{limite de} \int_{p_0}^{p} \frac{1}{p}(pv - RT)\,dp \quad \text{pour} \quad p_0 \to 0.$$

Dans le cas particulier où l'équation d'état du gaz peut se mettre sous la forme

$$pv = RT + ap + bp^2 + cp^2 + \ldots,$$

on a

$$RT \operatorname{Log} \chi = ap + \frac{b}{2}p^2 + \frac{c}{3}p^3 + \ldots.$$

Cas de la vapeur d'eau saturée. — D'après We Koch, pour la vapeur d'eau, on a

$$pv = RT - \frac{A}{\left(\frac{T}{100}\right)^{2,82}} p - \left[\frac{B}{\left(\frac{T}{100}\right)^{14}} + \frac{C}{\left(\frac{T}{100}\right)^{31,6}}\right] p^3$$

(où v est en m³/kg, p en kg/m²);

$R = 47,06$ m.kg/kg.grad; $A = 0,9172$ m³/kg;

$B = 1,3088.10^{-4}$ m³/kg (m²/kg)²;

$C = 4,379.10^{7}$ m³/kg (m²/kg)²;

Par suite, le coefficient de fugacité de la vapeur d'eau saturée sera donné par

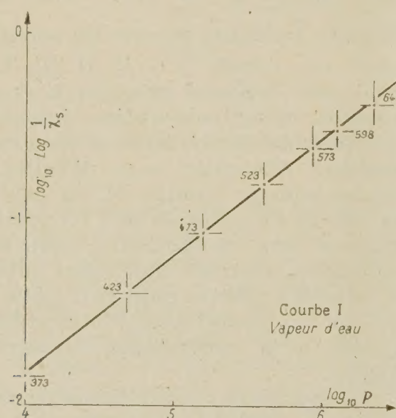
$$RT \operatorname{Log} \chi_s = -\frac{A}{\left(\frac{T}{100}\right)^{2,82}} p - \frac{1}{3}\left[\frac{B}{\left(\frac{T}{100}\right)^{14}} + \frac{C}{\left(\frac{T}{100}\right)^{31,6}}\right] p^3,$$

où p est la pression maximum de la vapeur à la température T.

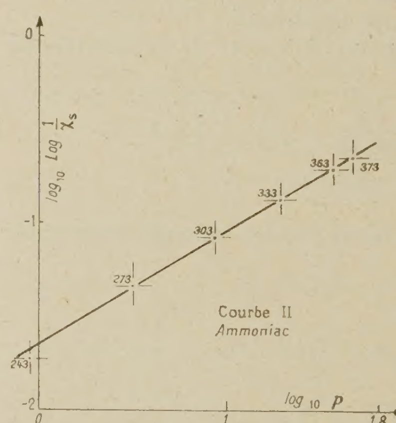
Les valeurs numériques calculées sont données par le tableau I.

Tableau I.

T°K	373.	423.	473.	523.	573.	598.	647.
p (kg/m²)	$1,033.10^4$	$4,854.10^4$	$15,857.10^4$	$40,56.10^4$	$87,61.10^4$	$122,95.10^4$	$225,2.10^4$
$\log_{10} \chi_s$	$-6,166.10^{-3}$	$-1,738.10^{-2}$	$-3,719.10^{-2}$	$-6,652.10^{-2}$	$-1,057.10^{-1}$	$-1,290.10^{-1}$	$-1,813.10^{-1}$
$\log_{10} p$	4,0142	4,6861	5,2002	5,6081	5,9425	6,0980	6,3526
$\log_{10} \operatorname{Log} \frac{1}{\chi_s}$	−1,848	−1,398	−1,067	−0,815	−0,614	−0,527	−0,379



Courbe I
Vapeur d'eau



Courbe II
Ammoniac

Le coefficient de fugacité est toujours inférieur à l'unité : la fugacité est inférieure à la pression. La vapeur saturée est d'autant plus éloignée d'un gaz parfait que la température est plus élevée.

La courbe I obtenue en portant en abscisses $\log_{10} p$ et en ordonnées $\log_{10} \operatorname{Log} \frac{1}{\chi_s}$, est très sensiblement une droite. En prenant pour pente celle de la droite passant par les points 473-523, on obtient

$$\operatorname{Log} \frac{1}{\chi_s} = + \frac{p^{0,618}}{1,90.10^4} \qquad \text{(où } p \text{ en kg/m}^2\text{)}$$

qui représente les variations du coefficient de fugacité avec une approximation de l'ordre de 2 pour 100 entre 373 et 647° K.

Cas de l'ammoniac. — D'après les mesures de Osborne, Stimson, Sligh, Cragoe, on a

$$pv = RT - \frac{A}{T^3}p - \frac{Bp + C}{T^{11}} - \frac{Dp^6}{T^{19}} - Ep + Tpf(p),$$

où

$$f(p) = \alpha - \beta p + \gamma p^2 - \delta p^3.$$

Les constantes ont les valeurs suivantes pour p en mètres de mercure et v en centimètres cubes par gramme :

$R = 4,8197$; $A = 3,40645.10^8$; $B = 3,282.10^{26}$;
$C = 3,6934.10^{26}$; $D = 7,1165.10^{40}$; $E = 2,600$;
$\alpha = 5955,6.10^{-6}$; $\beta = 528,45.10^{-6}$;
$\gamma = 24,589.10^{-6}$; $\delta = 0,3538.10^{-6}$.

TABLEAU II.

T°K	243.	273.	303.	333.	363.	373.
p (m Hg)	0,8740	3,1843	8,905	19,478	37,238	46,602
$\log_{10} p$	—0,0584	0,5030	1,9396	1,2895	1,5710	1,6684
$\log_{10} \text{Log} \frac{1}{\chi_s}$	—1,728	—1,342	—1,093	—0,882	—0,713	—0,638

On trouve alors que

$$RT \,\text{Log}\, \chi_s = \left(- \frac{A}{T^{3}} - \frac{C}{T^{11}} - E + \alpha T \right) p$$
$$- \left(\frac{B}{T^{11}} + \beta T \right) \frac{p^2}{2} + \frac{\gamma T}{3} p^3 - \frac{\delta T}{4} p^4 - \frac{D}{6} \frac{p^6}{T^{19}},$$

où p est la pression maximum de la vapeur correspondant à la température T. Les valeurs numériques calculées sont données par le tableau II.

La courbe II obtenue en portant $\log_{10} \text{Log} \frac{1}{\chi_s}$ en fonction de $\log_{10} p$, est encore voisine d'une droite. En prenant pour pente celle de la droite joignant les points 273 et 363, on obtient

$$\text{Log} \frac{1}{\chi_s} = \frac{p^{0,3889}}{43,47} \qquad (p \text{ en m Hg}).$$

N. S. OSBORNE, STIMSON, SLIGH et CRAGOE. — *Sc. Pap. Bur. Stand*, 1925, **20**, 65.
WE KOCH. — Tables de la vapeur d'eau, Berlin, 1941.
I. PRIGOGINE et R. DEFAY. — Thermodynamique chimique, Paris, Dunod, 1946.

Manuscrit reçu le 2 janvier 1953.

SPIN ET MOMENTS NUCLÉAIRES DU PALLADIUM 105

Par Jean BLAISE et Henri CHANTREL,
Laboratoire Aimé Cotton, C. N. R. S., Bellevue.

Nous avons étudié la structure hyperfine de six raies violettes du spectre d'arc du palladium naturel à l'aide du dispositif interférentiel décrit récemment [1]. La lampe à cathode creuse était refroidie à l'azote ou à l'hydrogène liquide, l'intensité du courant était de 30 mA.

Au cours de ce travail, nous avons eu connaissance des résultats de P. Brix et A. Steudel [2]. L'enregistrement direct permet des mesures d'intensité très précises grâce auxquelles on peut confirmer la valeur du spin de $^{105}_{46}$Pd indiquée par ces auteurs comme « la plus probable », à savoir $I = 5/2$ et exclure définitivement les valeurs $\frac{3}{2}$ et $\frac{7}{2}$. Ce résultat est en accord avec le modèle nucléaire en couches [3] qui prévoit un état $d_{\frac{5}{2}}$ pour $N = 59$. On a pu confirmer de même la valeur du moment magnétique $\mu = -0,57$ mn.

Ayant observé des écarts à la règle d'intervalle, nous allons entreprendre de nouvelles mesures sur un échantillon enrichi de ^{105}Pd en vue de déterminer le moment quadrupolaire électrique.

Un article détaillé sur ce travail paraîtra prochainement au *Journal de Physique*. L'un des auteurs tient à remercier le Dr Steudel pour les utiles conversations qu'il a eues avec lui à Göttingen.

[1] BROCHARD J., CHABBAL R., CHANTREL H. et JACQUINOT P. — *J. Physique Rad.*, 1952, **13**, 29.
[2] BRIX P. et STEUDEL A. — *Naturwiss*, 1952, **38**, 431. — STEUDEL A. — *Z. Physik*, 1952, **132**, 429.
[3] HAXEL O., JENSEN J. H. D. et SUESS H. E. — *Z. Physik*, 1950, **295**, 128. — GÖPPERT-MAYER M. — *Phys. Rev.*, 1949, **75**, 1969.

Manuscrit reçu le 9 janvier 1953.

SUR LE MÉCANISME DE L'ÉLECTROLUMINESCENCE

Par Daniel CURIE,
Laboratoire de Luminescence
(P. C. B. Faculté des Sciences, Paris).

La théorie usuelle de l'électroluminescence [1] admet l'accélération par le champ des électrons de la bande de conductibilité, l'énergie ainsi acquise par ces électrons leur permettant de vider les pièges (effet Gudden-Pohl) ou d'exciter les centres (effet Destriau).

Deux questions se posent alors :

1° Comment s'effectue cette accélération ?
2° D'où proviennent les électrons invoqués ?

1. Au sujet de la première, j'ai fait remarquer [2] l'analogie entre le processus d'accélération postulé en électroluminescence et celui admis pour expliquer la rupture diélectrique. Les champs utilisés en électroluminescence (quelques 10^4 V/cm) sont cependant dix fois plus faibles que ceux de rupture : aussi le processus d'accélération est instable (c'est-à-dire qu'un électron peut perdre, à tout moment, toute son énergie, par exemple par choc sur un piège ou centre) et n'intéresse qu'une faible proportion des électrons de la bande de conductibilité, la plupart restant d'énergies thermiques et ne subissant qu'un lent déplacement d'ensemble dans la direction du champ. L'important est que c'est bien pour les seuils observés d'électroluminescence que cette proportion devient notable (de l'ordre du centième).

D'après ceci, l'électroluminescence sera systématiquement favorisée pour des corps à cristaux bien formés et à défauts peu nombreux : ainsi, l'effet

Destriau sera, en général, favorisé pour des « phosphores » à pièges peu nombreux, c'est-à-dire de faible persistance.

L'ionisation, soit des centres, soit de la bande de valence, par les électrons accélérés se traduit par une augmentation en chaîne du nombre des électrons de conductibilité. Malgré la faiblesse de la proportion d'électrons accélérés, l'effet de cette chaîne est d'amener dans la bande de conductibilité un nombre d'électrons beaucoup plus grand (10^3 à 10^5 fois) que celui des électrons « têtes de chaîne » qui s'y trouvaient initialement.

2. Ces électrons « têtes de chaîne » semblent être amenés d'ordinaire dans la bande par le champ lui-même et non y avoir été portés dès avant l'application du champ par une excitation thermique. Cela résulte principalement du faible effet de température généralement observé sur l'électroluminescence, indiquant l'absence d'une énergie d'activation thermique.

On est donc conduit à l'hypothèse de niveaux donneurs ([1]) dans le ZnS, vidés par le champ [3], [4].

A l'appui de cette hypothèse : l'adjonction au ZnS de ZnO, connu comme de type *n*, semble favoriser l'électroluminescence.

Comme le champ est considérablement plus élevé dans la barrière cathodique (10^6 V/cm sur 10^{-4} cm) que sa valeur moyenne dans le cristal, l'alimentation se fait surtout à partir de niveaux donneurs superficiels, assez profonds (plusieurs dizièmes d'électron-volts) pour ne pas être vidés thermiquement. Ainsi pourraient s'expliquer les « effets de surface » sur l'électroluminescence signalés aux U. S. A. par de nombreux auteurs.

([1]) CdS est connu comme de type *n* [5], mais pour ZnS les expériences semblent n'avoir pas été effectuées, probablement parce que l'on ne sait l'obtenir que sous forme pulvérulente.

Remarquons que ce modèle conduit à prévoir cependant l'existence d'un effet d'activation thermique aux températures élevées — si, toutefois, cet effet n'est pas compensé et au delà par l'extinction habituelle de la luminescence. Au Laboratoire, J. Mattler poursuit actuellement des expériences sur ce point.

L'expérience montre, qu'aux champs légèrement au-dessus du seuil d'électroluminescence, la lumière apparaît à la cathode puisque c'est de là que vient l'alimentation des chaînes et, de plus, là que l'accélération s'effectue le mieux, le champ y étant plus intense que dans le restant du cristal. Aux champs plus élevés, toute la substance tend à devenir lumineuse; l'alimentation en électrons s'effectue cependant toujours par la surface, mais la zone d'accélération peut s'étendre à travers toute la substance. Les fortes brillances alors observées — parfois de l'ordre de celles obtenues sous irradiation ultraviolette — suggèrent bien d'ailleurs que l'émission lumineuse intéresse la totalité des centres et ne saurait provenir seulement d'une mince pellicule superficielle.

Précisons que ce mécanisme n'est valable qu'en tensions alternatives; le mécanisme de la luminescence en tension continue est tout différent et semble lié au passage d'un courant d'électrons à travers le « phosphore », l'intensité de luminescence étant proportionnelle à ce courant.

Ces considérations seront développées dans un article ultérieur au *Journal de Physique*.

[1] Destriau G. — *Phil. Mag.*, 1947, **38**, 721.
[2] Curie D. — *J. Phys. Rad.*, 1952, **13**, 317.
[3] Curie D. — *Comm. Congrès de Mosbach*, 9 juillet 1951.
[4] Piper W. W. et Williams F. E. — *Phys. Rev.*, 1952, **87**, 151.
[5] Frerichs R. — *Phys. Rev.*, 1949, **76**, 1871.

Manuscrit reçu le 9 janvier 1953.